

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR.ES.SCIENCES PHYSIQUES

par

Charles MAISONNIER

Première thèse:

ÉTUDE D'UN PINCH DYNAMIQUE TUBULAIRE

Deuxième thèse:

Propositions données par la Faculté.

Soutenues en Juin 1966 devant la Commission d'examen:

J U R Y :

MM. A. SARAZIN président

J. LAFOUCRIÈRE

Mm. M. ERICSON

MM. J.L. DELCROIX

J.G. LINHART



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553410_0029

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR.ES.SCIENCES PHYSIQUES

par

Charles MAISONNIER

Première thèse:

ÉTUDE D'UN PINCH DYNAMIQUE TUBULAIRE

Deuxième thèse:

Propositions données par la Faculté.

Soutenues en Juin 1966 devant la Commission d'examen:

JURY:

MM. A. SARAZIN président

J. LAFOUCRIÈRE

Mm. M. ERICSON

MM. J.L. DELCROIX

J.G. LINHART

2323

UNIVERSITY

THE UNIVERSITY OF LEIDEN

LIBRARY

IN THE DEPARTMENT OF THE

OF

LIBRARY



LIBRARY

THE UNIVERSITY OF LEIDEN

LIBRARY

IN THE DEPARTMENT OF THE

OF

THE UNIVERSITY OF LEIDEN

LIBRARY

IN THE DEPARTMENT OF THE

LIBRARY

IN THE DEPARTMENT OF THE

OF

LIBRARY

U N I V E R S I T E D E L Y O N

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. de LAREMBERGUE	MM. JAFFARD
SOLLAUD	EYRAUD Henri
MENTZER.	DEJARDIN
MOUSSA	VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie Industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie générale II
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS DE CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes mathématiques de la physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie
GAUME	Physique expérimentale
UZAN	Physique S.P.C.N.

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
Mlle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mlle GAUTHERON	Chimie biologique
MM. DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
LEMOIGNE	Botanique

Maitres de Conférences

MM. MARTEL	Mécanique
METHIEU	Mécanique des fluides
PICARD Philippe	Mathématiques
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique C.P.E.M.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mlle CALAIS	Mathématiques
M. GUSAKOW	Physique
Mlle THOMAS	Chimie minérale
MM. COLOBERT	Physiologie
AUBIN	Analyse numérique
BUCHWALTER	Mathématiques
BOUZON	Mathématiques C.S.U.
COSNIER	Psychophysiologie
Mlle LAMOURE	Biologie végétale
MM. PORTHULT	Chimie C.S.U.
VALLET	Chimie macromoléculaire

Maitre de Conférences Adjoint

M. PIERRON	Chimie
------------	--------

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

REMERCIEMENTS

Le travail faisant l'objet de cette thèse a été effectué de 1960 à 1966 dans le cadre du programme de recherches Euratom au "Laboratorio Gas Ionizzati" de Frascati où j'étais chef du groupe "pinch rapide".

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur J.G. Linhart, directeur du programme Euratom à Frascati, qui m'a orienté dans la voie que j'ai suivie en m'indiquant l'idée de base de ces recherches. Je lui suis très reconnaissant d'avoir bien voulu accepter de faire partie de mon jury de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude aux professeurs français qui m'ont fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et m'ont permis, grâce à leurs conseils, de le présenter sous forme de thèse: Monsieur le Professeur A.SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire qui a bien voulu accepter de présider mon jury, Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX dont les leçons à l'Ecole des Houches en 1959 ont contribué notablement à affermir mon intérêt dans cette nouvelle discipline qu'était alors la Physique des Plasmas, Monsieur le Professeur J. LAFOUCRIERE et Madame le Professeur M. ERICSON. Leurs conseils et leurs encouragements m'ont été particulièrement précieux.

Je ne voudrais pas manquer d'évoquer la mémoire du Professeur Jean THIBAUD, ancien directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, qui, de 1951 à 1954, m'a initié aux travaux scientifiques et m'a donné le goût de la recherche.

Les résultats exposés ne sont pas le fruit d'un effort solitaire: j'ai largement profité des résultats d'un travail d'é-

quipe entrepris pour la partie théorique avec MM. M. BINEAU et G. LEHNER sous la direction de Monsieur LINHART et pour la partie expérimentale avec la collaboration de MM. C. GOURLAN et M. HAEGI, physiciens du groupe "pinch rapide".

Outre ces chercheurs auxquels cette thèse doit une bonne part de sa substance, je tiens à remercier MM. D. PALUMBO, Directeur du Département Fusion à Euratom et B. BRUNELLI, Directeur du "Laboratorio Gas Ionizzati", pour l'intérêt bienveillant avec lequel ils ont suivi et encouragé mes travaux.

Je dois enfin exprimer ma vive reconnaissance à Monsieur V. TEZENAS du MONTCEL qui dirige dans mon groupe les techniciens chargés de la réalisation des montages expérimentaux et à MM. L. CAMERINI et M. TACCHI qui ont collaboré étroitement à l'exécution de notre programme de recherches.

RESUME

Après avoir montré qu'il existe une énergie critique pour tout réacteur de fusion sans confinement, ou à confinement marginal, et que la géométrie du pinch linéaire creux semble conduire à l'énergie critique minimum, on étudie en détail la dynamique d'un tel pinch et on en déduit les caractéristiques critiques (tension et énergie) de la source d'énergie. Il apparaît que les machines non confinées semblent techniquement infaisables, sauf peut-être sous la forme de microbombes. Par contre, un confinement marginal intéressant peut être obtenu soit par l'usage de champs magnétiques de l'ordre de 10^7 gauss, soit par l'intermédiaire d'un plasma auxiliaire dense agissant par inertie.

Une expérience a été réalisée pour vérifier certaines des déductions théoriques et pour étudier la possibilité de produire des pinch de très faible rayon et de forte densité confinés par inertie. Dans cette expérience, un injecteur électrostatique produit un mince faisceau tubulaire de poudre de LiAlH_4 dans une enceinte sous vide. Sous l'influence d'une source pulsée intense de radiations électromagnétiques, la poudre émet de l'hydrogène (faiblement ionisé) qui est accéléré radialement par le début de la décharge d'un banc de condensateurs rapide de 40 Kv, 50 KJ. Environ 1 μ sec plus tard, les grains solides restant sont vaporisés et ionisés à leur tour, formant ainsi un plasma tubulaire impur et dense qui, après accélération par le courant issu du banc de condensateurs, comprime et confine (par inertie) au voisinage de l'axe le plasma d'hydrogène produit précédemment. Un champ magnétique axial préétabli de 1.000 gauss peut être superposé à volonté. Les diffé-

rentes méthodes de diagnostic mises en oeuvre (mesures de courant et de tension, sondes magnétiques, cinématographie ultra-rapide, mesures de rayons-X et de neutrons, etc...) montrent qu'un plasma de deutérium de densité 2.10^{16} ions/cm³ et de température voisine de 4 Kev a été confiné par inertie, durant 1 μ sec, par un plasma froid (20 ev) et dense (3.10^{18} ions/cm³), produisant de l'ordre de 3.10^7 neutrons par décharge.

INTRODUCTION

Les recherches dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée en sont actuellement à un stade préliminaire: aucune des grandes voies d'approche proposées n'a été étudiée d'une façon suffisamment approfondie pour qu'on puisse décider si elle a des chances de conduire un jour à une solution positive. L'unique point communément accepté est la conviction que le champ magnétique sera l'agent principal de chauffage ou de confinement du plasma. A cet égard, on peut classer les différentes méthodes en deux grandes catégories:

a) les méthodes faisant appel à une suite d'états d'équilibre au cours desquels la pression du plasma est constamment équilibrée par la pression magnétique;

b) les méthodes dynamiques, dans lesquelles le plasma est d'abord accéléré par la pression magnétique, puis chauffé et confiné pendant des temps très brefs lors de la transformation de son énergie cinétique en énergie thermique.

On peut néanmoins montrer (1), à partir de conditions très générales, qu'un réacteur de fusion quelconque produisant plus d'énergie qu'il n'en absorbe doit nécessairement satisfaire aux deux conditions suivantes:

a) il existe une température optimum du plasma qui doit de toutes façons être supérieure à la température "d'allumage" à laquelle l'énergie produite par fusion compense exactement les pertes par bremsstrahlung:

$$T > 5.10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

pour un mélange de deutérium et
de tritium en proportions égales

$$T > 4.10^8 \text{ } ^\circ\text{K}$$

pour du deutérium

b) à la température optimum, le produit de la densité n du plasma par le temps τ de confinement du-dit plasma doit être supérieur à une valeur critique ne dépendant que du combustible employé:

$$n\tau > \begin{cases} 10^{14} \text{ ions/cm}^3, \text{ sec} & \text{pour un mélange D.T} \\ 10^{16} \text{ " " "} & \text{pour du deutérium} \end{cases}$$

On voit que, dans les méthodes d'équilibre, ou nT varie comme le carré du champ magnétique B , les limites pratiques d'intensité du champ magnétique (de l'ordre de 10^5 gauss) conduisent immédiatement à des temps minimum de confinement extrêmement longs, de l'ordre de la seconde. Les nombreuses instabilités qui peuvent se développer dans un plasma ayant des temps de croissance infiniment plus réduits, une stabilité absolue de l'équilibre considéré est requise. De telles configurations d'équilibre rigoureusement stable n'ont pas encore été découvertes. Par ailleurs, une analyse détaillée (2) montre que les machines "lentes" ont une taille critique, et que cette taille critique est considérable. Enfin la pollution du plasma par les impuretés issues des parois (3) sous l'action du bombardement intense de particules matérielles et de photons émis par le plasma chaud, constitue une difficulté technologique qui pourrait bien être insurmontable.

Dans les machines dynamiques, où le plasma est peu ou pas confiné, les difficultés sont d'un autre ordre: le temps de vie du plasma chaud étant très faible (de 10^{-9} à 10^{-6} seconde), la densité de particules doit être extrêmement élevée, ce qui entraîne une densité d'énergie thermique considérable. Un réacteur fonctionnant selon ce principe devrait donc être capable de contenir sans dommage de très violentes explosions (4).

Historiquement, les préférences de la majorité sont allées d'abord aux machines rapides (1950-1958), assez faciles à réaliser à échelle réduite, puis aux machines lentes (1958-1965), de conception beaucoup plus élaborée. Les limitations des machines dynamiques n'ont jamais à notre connaissance été étudiées d'une manière systématique: des évaluations grossières des niveaux d'énergie à mettre en jeu ont suffi à effrayer rapidement les chercheurs dont, par ailleurs, l'attention a été attirée vers 1958 par la publication des premières vérifications expérimentales de théories récentes sur la stabilité des plasmas, et qui ont cru alors que la voie des machines stabilisées était la plus prometteuse. Malheureusement, la somme considérable de recherches théoriques et expérimentales entreprises depuis dans cette direction a fait apparaître de nombreuses difficultés, si bien qu'un certain regain d'intérêt pour les machines pulsées semble se dessiner.

La première partie de cette thèse (chapitres 1 à 5) est consacrée à l'étude détaillée des critères de fonctionnement des machines peu ou pas confinées. Dans le premier chapitre on détermine les caractéristiques (densité et température) requises pour le plasma d'un réacteur sans confinement, dans le second chapitre on étudie le processus dynamique de production de ce plasma, puis on en déduit au chapitre suivant les caractéristiques minimales (tension et énergie) de la source d'énergie (banc de condensateurs) alimentant une telle machine; l'impossibilité de réaliser pratiquement un réacteur sans confinement est clairement établie. Le chapitre 4 est consacré à l'étude des réacteurs à confinement marginal; on montre que le niveau d'énergie nécessaire, bien que très élevé, est néanmoins envisageable. Le confinement magnétique du plasma implique l'obtention de champs de l'ordre de 10^7 gauss, réalisables seulement par l'emploi d'explosifs chimiques (5,6). On peut concevoir aussi un confinement par inertie, dû à un plasma

dense et froid entourant le plasma chaud, l'isolement thermique nécessaire étant fourni par un champ magnétique trappé dont l'intensité peut être relativement réduite (10^6 gauss). Au chapitre 5, enfin, on analyse la possibilité théorique de réaliser un réacteur pulsé d'un type complètement différent; selon ce schéma, l'interaction d'un projectile solide animé d'une vitesse considérable avec une cible fixe de deutérium-tritium solide pourrait servir de "trigger" à une explosion thermonucléaire contrôlable. Différentes méthodes d'accélération du projectile sont passées en revue.

Une tentative de confinement par inertie a été entreprise expérimentalement et fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse (chapitres 6 à 9). Le chapitre 6 fournit une description générale de l'appareil et des méthodes de diagnostic utilisées, le chapitre 7 traite plus en détail du problème délicat de l'injection du plasma dans la machine, le chapitre 8 est consacré à la présentation des résultats expérimentaux dont l'interprétation est renvoyée au neuvième chapitre; on montre en particulier qu'un plasma de deutérium chaud (4 Kev) et assez dense ($2 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$) a été confiné par inertie durant 1 microseconde par un plasma impur, froid (20 ev) et très dense ($3 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$). A notre connaissance, cette expérience est la première dans laquelle on ait mis en évidence la possibilité de chauffer et de confiner un plasma par l'effet d'inertie d'une enveloppe dense et froide.

Au cours de ce travail les différentes grandeurs sont exprimées en unités M.K.S. sauf dans quelques cas explicitement spécifiés.

CHAPITRE I

ENERGIE CRITIQUE D'UN REACTEUR SANS CONFINEMENT (7)

On se propose de déterminer les température et densité requises pour le plasma d'un réacteur sans confinement, afin d'en déduire la densité d'énergie thermique correspondante. On essaiera ensuite de préciser le processus physique théoriquement le plus favorable à la production de plasmas possédant une haute densité d'énergie thermique.

Considérons un cylindre de plasma D.T. 50%-50% de rayon initial r_o , dans lequel la densité ionique n et la température T sont supposées initialement uniformes. En l'absence de confinement, une expansion de la colonne de plasma se produira, au cours de laquelle les vitesses thermiques des particules se transformeront progressivement en vitesses radiales; si la densité est suffisante, les températures électronique et ionique peuvent être considérées comme égales. L'évolution du système peut se décrire approximativement par:

une équation d'état:
$$\frac{T}{T_o} = \left[\frac{r_o}{r} \right]^{4/3} \quad (1-1)$$

et une équation du mouvement: $N M r'' = 2 \pi r k T n \quad (1-2)$

où N est la densité linéique du plasma ($N = \pi r^2 n$), M est la masse moyenne d'un ion et k est la constante de Boltzmann.

Eliminant T entre ces deux équations et intégrant par rapport au temps, on obtient:

$$r' = \left[\frac{3 k T_o}{M} \left[1 - \left(\frac{r_o}{r} \right)^{4/3} \right] \right]^{1/2} \quad (1-3)$$

L'énergie de fusion W_F produite par unité de hauteur du cylindre au cours de l'expansion peut s'écrire:

$$W_F = \frac{1}{2} N P Q \quad (1-4)$$

où P est la probabilité de réaction d'un deuton durant l'expansion et Q est l'énergie produite par réaction ($2,8.10^{-12}$ Joule). P peut s'exprimer en fonction du taux moyen $\langle w\sigma \rangle$ de réaction DT par:

$$P = \int_{r_0}^{\infty} \frac{n}{2} \cdot \langle w\sigma \rangle \cdot \frac{dr}{r'} = \int_{r_0}^{\infty} \frac{N}{2\pi r^2} \cdot \langle w\sigma \rangle \cdot \frac{dr}{r'}$$

de sorte que (1-4) peut s'écrire:

$$W_F = \frac{N^2 Q}{4\pi} \int_{r_0}^{\infty} \frac{\langle w\sigma \rangle}{r^2} \frac{dr}{r'} \quad (1-5)$$

L'énergie thermique initiale du plasma, par unité de hauteur, étant $W_S = 3NkT_0$, on peut récrire (1-5) sous la forme suivante, compte-tenu de (1-3):

$$W_F = W_S^2 \cdot \frac{Q \cdot M^{1/2}}{4\pi r_0 (3 k T_0)^{5/2}} \cdot \int_1^{\infty} \langle w\sigma \rangle \cdot x^{-2} \cdot \left[1-x^{-4/3} \right]^{-1/2} \cdot dx \quad (1-6)$$

où l'on a posé $x = r/r_0$, et où $\langle w\sigma \rangle$ est une fonction de T seulement, et donc de x seulement puisque $T = T_0 \cdot x^{-4/3}$

En utilisant les valeurs numériques de $\langle w\sigma \rangle$ données

dans la référence (8), on peut montrer que, pour les valeurs de $E=kT$ comprises entre 2,5 et 40 Kev qui sont celles qui nous intéressent, l'expression analytique suivante, dans laquelle E est exprimée en Kev et $\langle w\sigma \rangle$ en m^3/sec , représente les résultats expérimentaux avec une bonne précision:

$$\langle w\sigma \rangle = 7,41 \cdot 10^{-26} \cdot E^{3,5} \cdot \exp(-0,0935 \cdot E) \quad (1-7)$$

En reportant $\langle w\sigma \rangle$ dans (1-6) et posant $x^{-4/3} = y$, on a:

$$W_F = 6 \cdot 10^{-27} \cdot W_s^2 \cdot \left(\frac{E_o}{3kT_o} \right)^{5/2} \cdot \frac{QM^{1/2}}{r_o} \cdot \int_0^1 E_o \cdot \exp(-0,0935 \cdot E_o \cdot y) \cdot y^{13/4} \cdot (1-y)^{-1/2} \cdot dy \quad (1-8)$$

Cette formule est écrite en MKS, sauf E_o qui est exprimé en Kev. Comme E_o est proportionnel à T_o , il est évident que, pour une énergie initiale donnée W_s , l'énergie produite W_F sera proportionnelle à:

$$I = \int_0^1 E_o \cdot \exp(-0,0935 \cdot E_o \cdot y) \cdot y^{13/4} \cdot (1-y)^{-1/2} \cdot dy$$

La variation de I en fonction de E_o est représentée Figure 1.

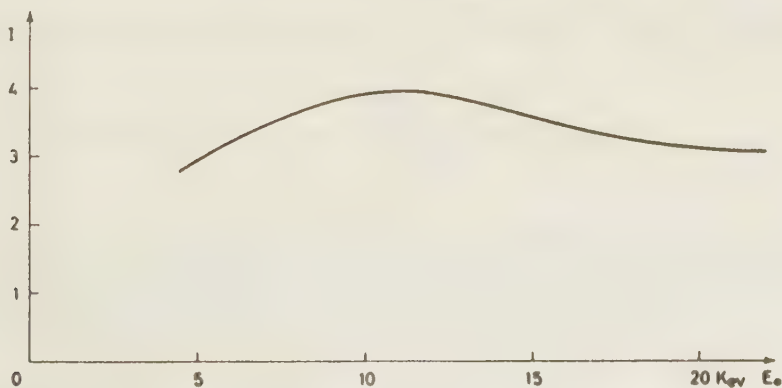


Figure 1

L'énergie produite sera donc maximum pour $E_o = 11$ Kev, correspondant à $T_o = 1,28.10^8$ degrés Kelvin, et $I_{\max} = 3,95$.

En insérant des valeurs numériques dans (1-8), on obtient:

$$(W_F)_{\max} = 6,4.10^{-13} \cdot \frac{W_S^2}{r_o} \quad (\text{M.K.S.})$$

Si l'on admet que la quantité d'énergie produite durant la formation de la colonne de plasma est équivalente à celle produite durant l'expansion, on arrive à l'expression finale de l'énergie de fusion (par unité de hauteur du plasma) :

$$W_F = 1,3.10^{-12} \cdot \frac{W_S^2}{r_o} \quad \text{à} \quad T_o = 1,3.10^8 \quad ^\circ\text{K} \quad (1-9)$$

La température "optimum" ainsi trouvée étant nettement supérieure à la température "d'allumage" (4Kev) mentionnée dans l'introduction, on peut, au moins théoriquement, négliger les pertes. Si l'on définit provisoirement un réacteur par le fait que le plasma produise au cours d'un cycle plus d'énergie qu'il n'en a accumulée, une machine sans confinement sera un réacteur si $W_F > W_S$, c'est-à-dire si:

$$W_S > 8.10^{11} \cdot r_o \quad (1-10)$$

ce qui peut encore s'écrire:

$$n > \frac{5.10^{25}}{r_o} \quad (\text{ions/m}^3) \quad (1-11)$$

On voit ainsi la nécessité de produire de très hautes densités d'énergie (ou de particules) dans des volumes aussi réduits que possible.

Pour poursuivre l'analyse et arriver aux caractéristiques à de-

mander à la source d'énergie, il faut préciser comment on entend réaliser cette colonne de plasma. Si on néglige pour l'instant les possibilités de production de plasma dense par chauffage brusque d'un granule solide de DT (par un laser, ou par interaction avec un projectile) qui seront discutées au chapitre V, il semble que deux méthodes générales soient concevables : le "Z-pinch" et le " θ -pinch". On peut montrer, en faisant pour le θ -pinch une analyse (9) semblable à celle qu'on trouvera dans les deux chapitres suivants pour le Z-pinch, que le Z-pinch est beaucoup plus favorable que le θ -pinch en ce qui concerne le rendement du transfert d'énergie de la source au plasma; ceci est dû essentiellement au fait que, pendant la contraction radiale du plasma au cours de laquelle le-dit plasma accumule de l'énergie cinétique qui se transformera en énergie thermique lors du choc sur l'axe, la pression magnétique est proportionnelle au carré du courant I fourni par la source dans le cas du θ -pinch, alors qu'elle est proportionnelle à $(I/r)^2$ dans le cas du Z-pinch; la pression augmente donc beaucoup vers la fin de la contraction du Z-pinch, améliorant le rendement du transfert d'énergie. On se bornera donc à étudier les Z-pinch; comme il a été démontré (10) qu'un pinch creux, c'est-à-dire tubulaire, est plus favorable qu'un pinch plein, et comme d'autre part l'analyse théorique en est plus aisée, on traitera seulement le cas du Z-pinch creux. Une théorie simplifiée de la dynamique d'un Z-pinch plein a été publiée par d'autres auteurs (11).

Conclusion.

α) Si l'on appelle T_o , W_s et r_o la température, l'énergie thermique linéique et le rayon d'une colonne cylindrique de plasma DT lors de sa contraction maximum, et W_F l'énergie linéique produite par réactions thermonucléaires durant l'assemblage

et l'expansion libre de cette colonne, on a démontré qu'il existe une température optimum $T_o = 1,3.10^8$ °K pour laquelle W_F/W_S est maximum, et que ce rapport sera supérieur à l'unité (critère de réacteur) si:

$$W_s > 8.10^{11}.r_o$$

β) Energétiquement parlant, il semble que le procédé le plus efficace pour produire une colonne de plasma dense soit l'emploi d'un Z-pinch tubulaire.

CHAPITRE II

DYNAMIQUE D'UN Z-PINCH TUBULAIRE (7,12,13,14)

On se propose d'étudier (paragraphe a) le mouvement dans le vide d'une couche cylindrique de plasma couplée avec un système électrique (L,C) comme représenté sur la Figure 2.

La couche est supposée infiniment mince, les pertes sont négligées, l'étude de la stabilité du mouvement est renvoyée au paragraphe b. On examinera ensuite (paragraphe c) à quelles conditions l'énergie cinétique radiale du plasma peut se transformer en énergie thermique lorsque la couche en mouvement atteint l'axe de symétrie.

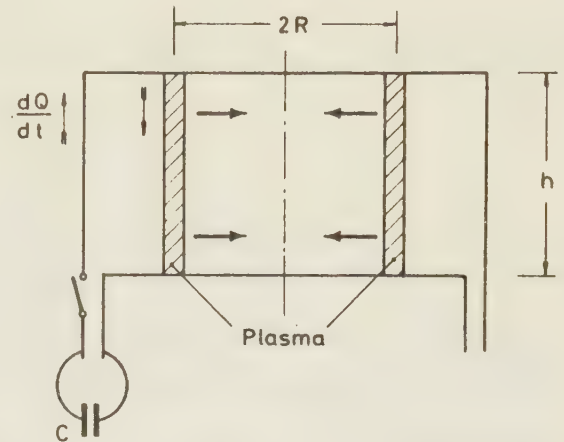


Figure 2

Schéma de principe d'un Z-pinch tubulaire.

a) Etude générale du mouvement

Le rayon initial R_0 et la hauteur h de la couche de plasma, la capacité C du banc de condensateurs, la charge électrique initiale Q_0 , l'inductance initiale L_0 (comprenant l'inductance interne du banc et celle du spark-gap) du circuit et la masse par unité de hauteur NM de la colonne de plasma déterminent la loi de la compression $R(t)$.

En utilisant comme variables réduites:

$$x = \frac{R}{R_0} \quad q = \frac{Q}{Q_0} \quad \tau = (C L_0)^{-1/2} \cdot t$$

l'évolution du système est décrite par:

l'équation de la dynamique : $B^2 x \ddot{x} + \dot{q}^2 = 0$ (2-1)

et la loi d'Ohm : $A \frac{\dot{x}}{x} \dot{q} + (A \text{ Log } x - 1) \ddot{q} - \dot{q} = 0$ (2-2)

où un point signifie une dérivée par rapport à τ et où les deux seuls paramètres A et B sont définis par:

$$A = \frac{\mu_0 h}{2 \pi L_0} \quad B = \frac{R_0}{Q_0} \left(\frac{4 \pi N M}{\mu_0} \right)^{1/2} \quad (2-3)$$

Les conditions initiales pour $\tau = 0$ sont:

$$\begin{aligned} x_0 &= 1 & \dot{x}_0 &= 0 \\ q_0 &= 1 & \dot{q}_0 &= 0 \end{aligned}$$

Ces équations n'admettent pas de solution analytique. Elles ont été traitées numériquement sur une IBM 1620. La compression se termine pratiquement lorsque le rayon R devient comparable à l'épaisseur de la couche. La phase suivante est analysée au paragraphe c.

Si l'on affecte de l'indice f (final) les valeurs des paramètres en fin de compression, le rendement η , c'est-à-dire le rapport de l'énergie cinétique finale à l'énergie électrostatique initiale, peut, après un calcul simple, s'exprimer sous la forme suivante:

$$\eta = \frac{A B^2}{2} \cdot \dot{x}_f^2 \quad (2-4)$$

Cas théorique. Le paramètre A , qui n'est autre que l'inverse de l'inductance initiale ramenée à l'unité de hauteur du plasma, doit clairement être aussi grand que possible. Comme L_0 ne peut guère descendre pratiquement au-dessous de 10^{-8} henry, pour des hauteurs de l'ordre de 10 cm A sera de l'ordre de 2. On fera les calculs numériques pour $A=1$ et $A=4$. Si Q_0 et R_0 sont donnés, B dépend

seulement de la masse linéique du plasma. Lorsque la masse change, le temps de contraction maximum ($\tau_f = [\tau]_{x=0}$) change aussi. La Figure 3

donne les variations de τ_f en fonction de B pour $A=1$ et $A=4$. Lors de la contraction maximum, l'inductance devient infinie et, comme le flux magnétique doit rester limité, le courant s'annule ainsi que l'énergie magnétique. L'énergie cinétique à cet instant dépend de la charge q_f restant dans les condensateurs; si $q_f=0$, toute l'énergie initiale se retrouve sous forme cinétique et $\eta = 1$. Le rendement sera

donc une fonction oscillante de B , ayant des maxima égaux à l'unité lorsque $q_f=0$. Les variations de η en fonction de B sont

représentées Figure 4 pour $A=1$ et $A=4$. On voit que le rendement a des maxima (égaux à 1) au voisinage de $B=1,3,5,\dots$ et des minima vers $B=2,4,6,\dots$. Plus A est grand, c'est-à-dire plus est faible l'inductance initiale, plus sont élevés les minima de η . Pour $A \approx 2$ (cas pratique), on peut dire grossièrement que le rendement varie entre 50% et 100% pourvu que B soit supérieur à 0,3.

Dans un cas voisin du premier maximum de la Figure 4 ($A=1, B=0,8$), la Figure 5 représente les variations au cours de la contraction de quelques grandeurs réduites: l'énergie électrostatique W_e , l'énergie magnétique W_m et l'énergie cinétique W_c .

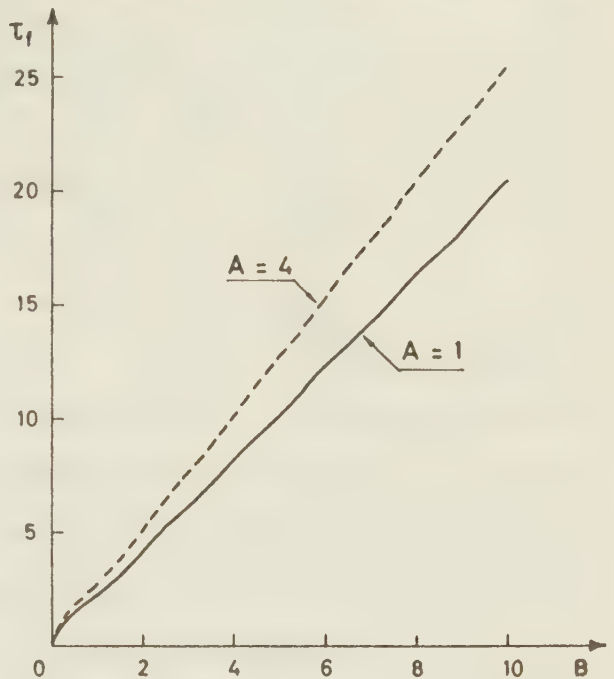


Figure 3
Variation du temps de contraction réduit τ_f en fonction des paramètres A et B .

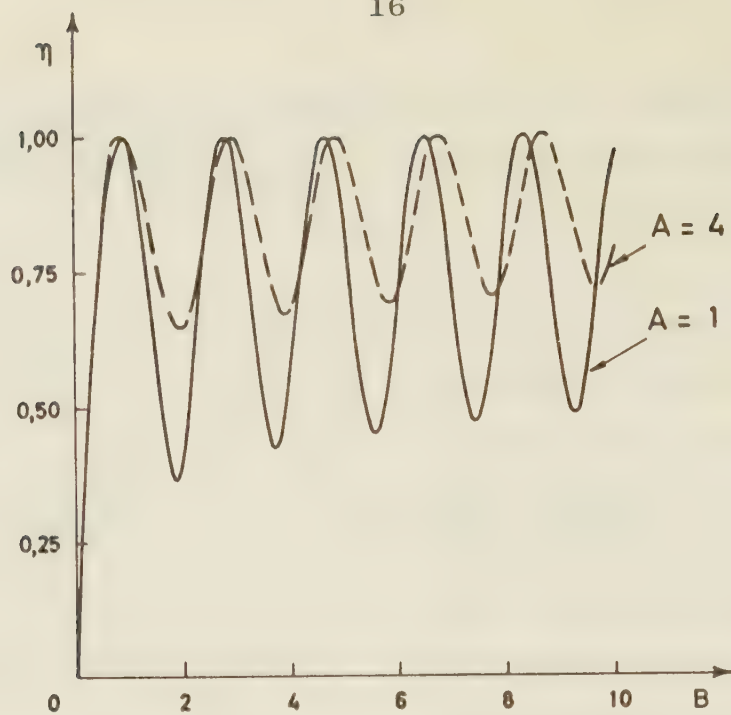


Figure 4

Variations du rendement η en fonction des paramètres A et B.

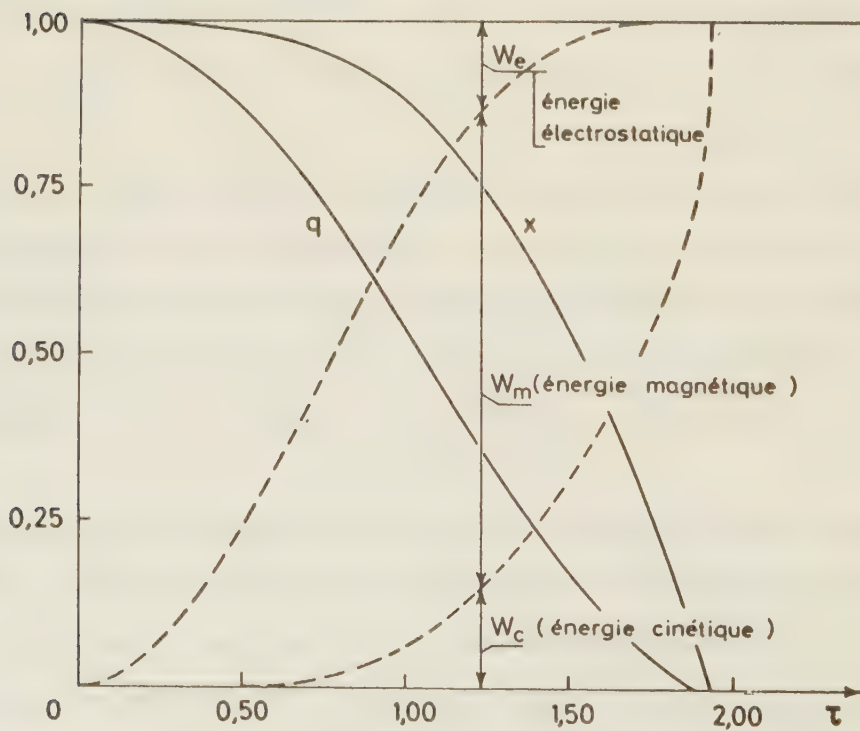


Figure 5

Evolution de différentes grandeurs réduites en fonction du temps.

Cas pratique. De l'analyse précédente on peut retenir que:

pour $B > 0,8$, plus d'un quart de pseudo-période d'oscillation électrique a lieu durant la contraction;

pour $B = 0,8$, la charge des condensateurs atteint zéro (pour la première fois) à la fin de la contraction;

pour $B < 0,8$, les condensateurs ne sont que partiellement déchargés à la fin de la contraction.

Si donc on tient compte des pertes ohmiques, qui dans les cas réels suffisent à dissiper de l'ordre de 10% de l'énergie durant un quart de période, il est contraindre de travailler avec $B \gg 0,8$, car déjà pour $B \approx 3$, où le rendement théorique représenté Figure 4 est 100%, le rendement pratique ne dépassera pas 75%. Une machine réelle doit donc être conçue de manière que B soit de l'ordre de 1.

Une autre limitation pratique du rendement provient du fait que la couche n'est pas infiniment mince. Le rayon de contraction maximum sera de l'ordre de la moitié de l'épaisseur de la couche (15). On voit sur la Figure 5 qu'un rayon final petit mais non nul diminue notablement l'énergie cinétique finale (et donc le rendement), bien que les condensateurs soient pratiquement déchargés, au profit de l'énergie magnétique. Par exemple un rayon final réduit de $3 \cdot 10^{-2}$, obtenu expérimentalement comme indiqué au chapitre VIII, fait passer le rendement final de 100% à 80% environ.

En résumé, on peut penser qu'une machine optimum, caractérisée par $A \simeq 2$ et $B \simeq 1$, pourrait transférer au plasma une énergie cinétique égale à 70% environ de l'énergie emmagasinée dans les condensateurs.

On trouvera dans la référence 13 les résultats de calculs numériques relatifs à de nombreux cas, pour lesquels a été déterminée non seulement la contraction mais aussi l'expansion ultérieure de la colonne de plasma formée par thermalisation au voisi

nage de l'axe. Ces résultats, qui n'ont pas d'utilité directe pour la suite de l'exposé, sont omis du texte présent.

On a aussi traité numériquement le problème particulier relatif à l'expérience décrite au chapitre 6, en utilisant des équations moins simplistes que (2-1) et (2-2) pour tenir compte des pertes résistives qui, comme on l'a mentionné ci-dessus, ne sont pas négligeables. Les deux paramètres qu'on a fait varier sont la masse du plasma et la tension initiale aux bornes des condensateurs. On a calculé entre autres l'évolution en fonction du temps des quantités directement mesurables: courant, tension aux bornes de l'expérience, rayon de la couche de plasma, de façon à pouvoir faire des comparaisons aisées avec les résultats expérimentaux (oscillogrammes). Certaines des courbes ainsi obtenues sont représentées au chapitre IX.

b) Stabilité du mouvement

La stabilité hydromagnétique d'une couche tubulaire conductrice accélérée radialement par un champ magnétique azimuthal a été étudiée par J.G.Linhart (16). Il a été démontré que le temps de croissance (e-folding time) des modes instables n'est jamais supérieur à la durée de la compression, de telle sorte que ces instabilités ne sont pas dangereuses pourvu que la configuration initiale possède une bonne symétrie.

L'instabilité de Rayleigh-Taylor a été étudiée également dans notre groupe (14,17). Considérant des perturbations du type

$$e^{il\vartheta + ikz}$$

on a montré que les temps de croissance τ les plus brefs correspondent aux perturbations qui ne déforment pas les lignes de force ($l=0$) et sont donnés par:

$$v = \left\{ g \left[\frac{1}{2R} + \left[\left(\frac{1}{2R} \right)^2 + k^2 \right]^{1/2} \right] \right\}^{-1/2}$$

où g est l'accélération et R le rayon de la couche. Le terme $1/2R$ correspond à l'instabilité hydromagnétique en "saucisse".

Comme k peut être beaucoup plus grand que $1/2R$, l'instabilité de Rayleigh-Taylor est plus à craindre que les instabilités hydromagnétiques.

Dans la limite d'une courbure faible ($R \rightarrow \infty$):

$$v = (kg)^{-1/2}$$

Comme le temps de contraction τ_f est égal à $\left(\frac{R}{g}\right)^{1/2}$, si $g = C^{te}$ on voit que:

$$\frac{\tau_f}{v} = (kR)^{1/2}$$

Les instabilités méridiennes de longueur d'onde inférieure au rayon pourront donc se développer au cours de la contraction.

Dans ces calculs, les effets de la viscosité et de la valeur finie de la résistivité ont été négligés. Ces effets stabilisent les perturbations de faible longueur d'onde et peuvent jouer un rôle primordial si la température de la couche est basse. En fait, on verra au chapitre 8 qu'aucune instabilité n'a pu être mise en évidence dans l'expérience que nous avons réalisée.

c) Thermalisation au voisinage de l'axe.

Si les collisions sont suffisamment nombreuses au voisinage de l'axe, l'énergie cinétique radiale accumulée par la couche de plasma au cours de la contraction se transforme en énergie thermique, réalisant ainsi une colonne cylindrique de plasma chaud non confiné dont l'évolution ultérieure a été analysée au chapitre 1. L'examen des divers temps de collision montre que, si les ions

sont thermalisés durant l'interaction au voisinage de l'axe, une équipartition assez complète de l'énergie a le temps de se produire entre les électrons et les ions. Dans ce cas, la température optimum pour la production de neutrons ($kT_o = E_o = 11 \text{ Kev}$) sera obtenue si chaque ion arrive avec une énergie cinétique radiale d'environ $3 E_o$. L'énergie cinétique totale doit donc être:

$$N.h.3 E_o . 1,6.10^{-19} = \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot \frac{Q_o^2}{C}$$

ou, comme $\eta \simeq 0,7$ dans le meilleur des cas:

$$N.h \simeq 7.10^{13} \cdot \frac{Q_o^2}{C} \quad (2-6)$$

La thermalisation d'une couche d'épaisseur finale d , animée d'une vitesse finale w requiert:

$$\frac{\langle (\Delta w_\perp)^2 \rangle}{(2w)^2} > \frac{2w}{d} \quad (2-7)$$

où l'on a utilisé les notations classiques de Spitzer (18). Pour une vitesse w correspondant à une énergie de 33 Kev par ion, le calcul explicite du 1^o membre de l'équation (2-7), par les formules de Spitzer, en tenant compte des collisions ion-ion et ion-électron, permet de réduire l'équation (2-7) à:

$$N > 10^{26} \cdot d \quad (2-8)$$

Ce calcul a été fait en tenant compte uniquement des collisions coulombiennes. Différents mécanismes d'interaction collective, qu'on peut s'attendre à voir apparaître au cours du phénomène, ne pourront que réduire le temps de thermalisation, et donc permettre une thermalisation efficace même pour des densités linéiques N inférieures à celles obtenues en (2-8).

Comme le critère de réacteur (1-11) est équivalent à:

$$N > 1,5 \cdot 10^{26} \cdot r_0 \quad (2-9)$$

et comme r_0 est de l'ordre de $d/2$, la comparaison de (2-8) et de (2-9) montre que le critère de thermalisation est toujours satisfait lorsque le critère de réacteur l'est lui-même, justifiant ainsi l'hypothèse de plasma thermique utilisée comme point de départ du chapitre 1.

d) Conclusion.

α) Les équations réduites du mouvement d'un Z-pinch tubulaire alimenté par un banc de condensateurs dépendent seulement de deux paramètres A et B définis en (2-3). Dans le meilleur des cas ($A \simeq 2$, $B \simeq 1$), 70% environ de l'énergie emmagasinée dans les condensateurs peut être effectivement transférée au plasma.

β) Si l'on néglige la viscosité et la résistivité du plasma, des instabilités de Rayleigh-Taylor de longueur d'onde inférieure au rayon peuvent se développer durant la contraction de la couche tubulaire.

γ) Si l'on ne tient compte que des collisions coulombiennes, le critère de thermalisation au voisinage de l'axe est identique au critère de réacteur.

CHAPITRE III

CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE D'ENERGIE D'UN REACTEUR SANS CONFINEMENT. (19,20)

Ayant déterminé au premier chapitre les caractéristiques que doit avoir le plasma d'un réacteur sans confinement, on peut calculer, à partir des résultats de la dynamique d'un Z-pinch obtenus au second chapitre, la tension et l'énergie que devrait avoir un banc de condensateurs alimentant un tel réacteur.

a) Energie transmissible au plasma.

En appelant (hW_o) l'énergie $1/2 Q_o U_o$ emmagasinée dans le banc de condensateurs, et en reprenant les notations des chapitres 2 et 3, on a:

$$W_s = \eta W_o \quad (3-1)$$

$$\text{avec} \quad W_s = 3 N k T_o$$

$$\begin{aligned} \text{d'où:} \quad W_s \cdot W_s &= \eta^2 W_o^2 \\ \text{et} \quad W_s &= \frac{\eta^2 W_o^2}{3 N k T_o} \end{aligned} \quad (3-2)$$

Mais $W_o = \frac{Q_o U_o}{2h}$ peut s'exprimer en fonction du paramètre B défini en (2-3):

$$W_o = \left(\frac{\pi N M}{\mu_o} \right)^{1/2} \cdot \frac{R_o U_o}{h B} \quad (3-3)$$

En reportant (3-3) dans (3-2), on obtient:

$$W_s = \frac{\pi M}{3 \mu_o} \cdot \frac{\eta^2}{B^2} \cdot \left(\frac{R_o}{h} \right)^2 \cdot \frac{U_o^2}{k T_o}$$

L'expression numérique de W_s à la température "optimum" ($T_o = 1,3 \cdot 10^8$ degrés K) s'écrit:

$$W_s = 2 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\eta^2}{B^2} \left(\frac{R_o}{h} \right)^2 \cdot U_o^2 \quad (3-4)$$

b) Tension et énergie critiques.

Pour une colonne de plasma de rayon initial r_o et de température initiale optimum on sait que (formule (1-9)):

$$\frac{W_F}{W_s} = 1,3 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{W_s}{r_o} \quad (3-5)$$

En remplaçant dans (3-5) le W_s du 1° membre par son expression (3-1) et le W_s du 2° membre par son expression (3-4), on obtient:

$$\frac{W_F}{W_o} = 2,7 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{\eta^3}{B^2} \cdot \left(\frac{R_o}{h} \right)^2 \cdot \frac{U_o^2}{r_o} \quad (3-6)$$

Au chapitre 1, on avait provisoirement défini un réacteur comme une machine dans laquelle le plasma chaud produit par fusion une quantité d'énergie supérieure à son énergie interne:

$$W_F > W_s$$

Il est clair que l'efficacité avec laquelle on sait transférer l'énergie de la source au plasma doit aussi être introduite dans une définition plus réaliste. On appellera donc réacteur une machine qui produit à chaque cycle plus d'énergie de fusion qu'elle ne consomme d'énergie électrostatique, c'est-à-dire pour laquelle:

$$W_F > W_o \quad (3-7)$$

Le critère de réacteur peut donc s'écrire:

$$U_o^2 > \frac{3,7 \cdot 10^{17}}{\frac{\eta^3}{B^2} \cdot \left(\frac{R_o}{h}\right)^2} \cdot r_o \quad (3-8)$$

De (3-1), (3-5) et (3-7) on peut tirer une autre forme du critère de réacteur:

$$W_o > \frac{8 \cdot 10^{11}}{\eta^2} \cdot r_o \quad (3-9)$$

à comparer avec (1-10) résultant de la définition provisoire.

c) Discussion.

α) Les trois formules à discuter (3-4), (3-8) et (3-9) font intervenir les différentes combinaisons:

$$\eta^2, \quad \frac{\eta^2}{B^2}, \quad \frac{\eta^3}{B^2}$$

qui peuvent être déterminées en fonction de B à partir des calculs numériques qui ont permis de tracer la courbe $\eta_{(B)}$ (Figure 4).

On a représenté ces différentes grandeurs sur la Figure 6. Comme le paramètre A a une faible influence, les courbes ont été tracées pour une seule valeur de A , la plus favorable pratiquement concevable ($A=4$). On sait aussi que η dépend légèrement du rapport de compression maximum $x_f = \frac{R_f}{R_o}$. On a choisi ici $x_f=0$, ce qui donne les meilleurs rendements. Enfin, on a négligé les pertes résistives.

β) R_o/h est limité à cause des effets de bout (21). Il semble que $R_o/h = 10$ soit une valeur nettement optimiste.

γ) La formule (3-4) montre qu'un banc de condensateurs chargé sous une tension initiale donnée ne peut, quelle que soit sa capacité, fournir qu'une énergie linéique W_s limitée à un

plasma dont on s'est fixé la température maximum T_o . On voit sur la Figure 6 que η^2/B^2 a un maximum égal à 4,8 pour $B=0$, c'est-à-dire pour un banc de capacité infinie. Pour $T_o=11$ Kev on obtient:

$$\left(W_s \right)_{\max.} \simeq 10^{-3} \cdot U_o^2 \quad (3-10)$$

U_o étant limitée actuellement à 10^5 volt pour des raisons techniques:

$$\left(W_s \right)_{\max.} \simeq 10^7 \text{ joule/mètre}$$

δ) Comme η^3/B^2 a un maximum égal à 2,08 pour $B=0,25$ (Figure 6), la formule (3-8) montre qu'un réacteur sans confinement exigerait une tension minimum:

$$\left(U_o \right)_{\min.} = 4,2 \cdot 10^7 \cdot r_o^{1/2} \quad (3-11)$$

Si on se fixe (arbitrairement) $r_o=2 \cdot 10^{-3}$ mètre, on voit que:

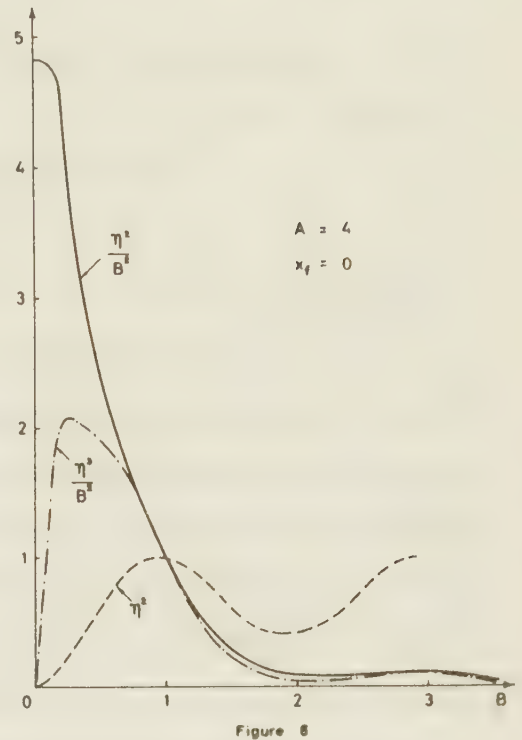
$$\left(U_o \right)_{\min.} = 1,9 \cdot 10^6 \text{ volt} \quad (3-12)$$

valeur évidemment inaccessible.

Pour $B=0,25$, $\eta^2=0,25$ (Figure 6), et:

$$W_o > 3,2 \cdot 10^{12} \cdot r_o \quad (3-13)$$

Reportant la valeur choisie ci-dessus pour r_o , on trouve pour l'énergie du banc de condensateurs:



$$h W_o > 6,4 \cdot 10^9 \cdot h$$

Prenant une hauteur h de 5 cm et donc un rayon R_o de 50 cm , on a :

$$h W_o > 3,2 \cdot 10^8 \text{ joule} \quad (3-14)$$

d) Conclusion.

Comme l'unique paramètre introduit arbitrairement dans le calcul des valeurs excessives (3-12) et (3-14) trouvées pour la tension et l'énergie est le rayon r_o du plasma chaud, et comme il semble impensable de pouvoir aller bien en-dessous de la valeur choisie ($r_o = 2\text{mm}$) pour laquelle la densité du plasma est déjà de l'ordre de celle de l'état solide (1-11), on peut certainement conclure à l'impossibilité de réaliser des réacteurs sans confinement. Il existe néanmoins une autre voie concevable, celle des micro-bombes H, dans laquelle l'énergie de la source est utilisée pour créer seulement un point chaud dans un milieu fusionnable étendu où les réactions peuvent se propager de proche en proche. Une étude de ce problème est esquissée au chapitre V.

CHAPITRE IV

REACTEUR A CONFINEMENT MARGINAL

a) Généralités

Supposons qu'on ait pu obtenir, en géométrie cylindrique (ou sphérique), une assemblée de particules initialement contenues dans un grand volume et possédant une énergie cinétique centripète.

Les effets d'inertie dans cette géométrie permettent d'obtenir à un certain instant, dans un petit volume au voisinage de l'axe, la concentration sous forme thermique d'une partie notable de l'énergie initiale totale. Trois cas principaux peuvent être distingués selon la disposition initiale:

α) Les particules occupent une couche mince extérieure à un espace vide (Figure 7a); lors de l'interaction sur l'axe, toutes les particules seront chauffées à une température correspondant à leur énergie cinétique initiale.

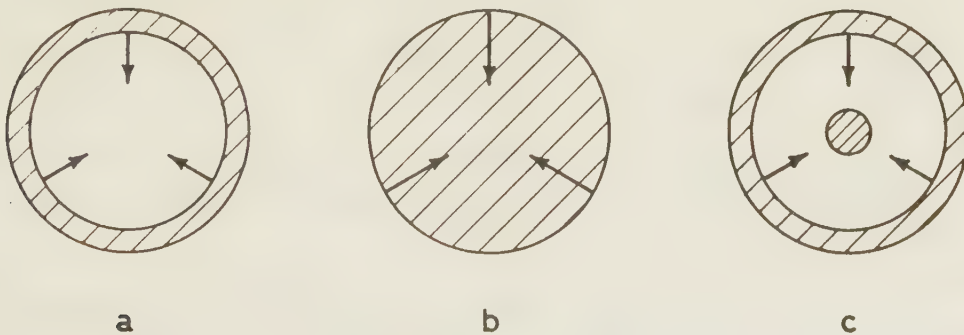


Figure 7

Différentes configurations initiales :

- a) pinch creux,
- b) pinch plein,
- c) pinch confiné par inertie.

β) Les particules remplissent uniformément un cylindre (Figure 7b); une onde de choc cylindrique convergera progressivement vers le centre, où une minorité de particules sera portée à une haute température.

γ) Il existe deux groupes de particules, une couche mince extérieure, et une colonne centrale comprenant peu de particules, séparés par du vide ou par un champ magnétique (Figure 7c); lors de l'interaction sur l'axe, l'énergie cinétique de la couche mince se transformera pour une part en énergie thermique de la couche, pour une autre part en énergie magnétique (s'il existe un champ magnétique et si la couche est conductrice) et pour une troisième part en énergie thermique de la colonne centrale (Figure 8).

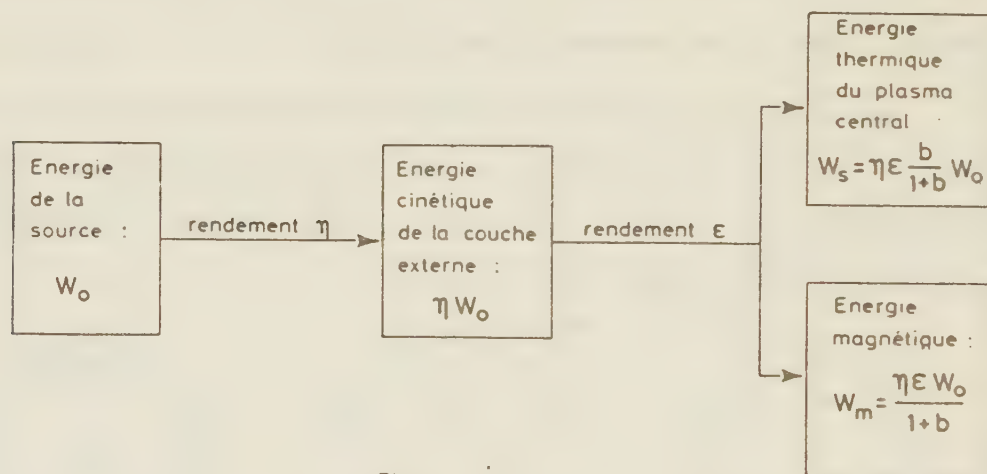


Figure 8

Evolution de l'énergie dans le système de la figure 7c. Par définition, $b = \frac{W_s}{W_m}$

Ces trois cas appliqués au problème de la fusion, permettent de classer les différentes machines dynamiques (c'est-à-dire peu ou pas confinées):

- Le cas (α) est celui du pinch creux; on a montré au chapitre III qu'il ne pouvait pas conduire à un réacteur.
- Le cas (β) est celui du pinch plein; il a été démontré (22) à partir de calculs numériques relatifs aux ondes de choc convergentes,

qu'il n'était pas prometteur. D'ailleurs, des arguments semblables à ceux utilisés pour le pinch creux pourraient s'appliquer, bien que les calculs deviennent inextricables sans l'introduction d'un modèle assez artificiel (11).

- Le cas (γ) correspond à un confinement par inertie (l'inertie de la couche externe) de la colonne centrale de plasma. L'analyse d'un tel système a été entreprise par J.G.Linhart et son groupe (23,24). Elle est résumée ci-après.

b) Energie critique de la source.

Définissons un facteur de confinement χ par le rapport du temps de vie τ de la colonne centrale de plasma chaud au temps de vie τ_0 qu'aurait cette colonne si elle n'était pas confinée par la couche externe. L'énergie linéique W_F produite par fusion durant la formation et l'expansion de la colonne peut s'obtenir directement à partir de (1-9), et s'écrit:

$$W_F = 1,3 \cdot 10^{-12} \cdot \chi \cdot \frac{W_S^2}{r_0} \quad \text{à} \quad T_0 = 1,3 \cdot 10^8 \text{ } ^\circ\text{K} \quad (4-1)$$

où les notations sont celles du chapitre I.

Appelons η le rendement avec lequel l'énergie de la source W_0 se transforme en énergie cinétique de la couche, ϵ le rendement du transfert de l'énergie cinétique de la couche à l'énergie thermique W_S du plasma central et à l'énergie magnétique W_m , et b le rapport entre W_S et W_m (Figure 8). Comme au chapitre précédent, ces énergies sont comptées pour une colonne de plasma de hauteur unité.

Si l'on reprend la définition (3-7) d'un réacteur, c'est-à-dire $W_F > W_0$, comme:

$$W_S = \eta \epsilon \frac{b}{1+b} W_0 \quad (4-2)$$

le critère de réacteur s'écrit, compte-tenu de (4-1):

$$W_o > \frac{8 \cdot 10^{11}}{\chi \epsilon^2 \eta^2} \cdot \left(\frac{1+b}{b} \right)^2 \cdot r_o \quad (4-3)$$

La comparaison de (4-3) et de (3-9) montre que le confinement permet d'abaisser l'énergie critique si :

$$\chi \epsilon^2 \cdot \frac{b}{1+b} > 1 \quad (4-4)$$

c) Tension critique.

On peut calculer la tension critique du banc de condensateurs en suivant une démarche exactement semblable à celle utilisée au paragraphe b du chapitre III pour un réacteur sans confinement. En remplaçant (3-5) par (4-1) et (3-1) par (4-2), et en supposant à nouveau pour simplifier que b est beaucoup plus grand que 1, on arrive finalement au critère de réacteur suivant:

$$U_o^2 > \frac{3,7 \cdot 10^{17}}{(\chi \epsilon)^3 \cdot \frac{\eta^3}{B^2} \cdot \left(\frac{R_o}{h} \right)^2} \cdot r_o \quad (4-5)$$

où B est le paramètre de la dynamique défini en (2-3).

La comparaison de (4-5) et de (3-8) montre que le confinement permet de diviser la tension critique par un facteur égal à $(\chi \epsilon)^{3/2}$.

d) Evaluation du facteur de confinement χ .

α) Supposons que le refroidissement du plasma central à partir de la contraction maximum se fasse uniquement par détente adiabatique, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas d'effets de bout et pas d'échanges thermiques avec la couche extérieure. Supposons en

outre la couche extérieure incompressible et l'épaisseur de la zone occupée par le champ magnétique négligeable par rapport au rayon r de la colonne centrale ($b=\infty$). L'équation du mouvement de la couche, de masse linéique M_c et de rayon interne r , poussée par la pression $2 n k T$ du plasma interne de masse M_p , s'écrit:

$$M_c r'' = 2 \pi r \cdot 2 n k T$$

En intégrant par rapport au temps, après avoir remplacé T par $T_o \left(\frac{r_o}{r} \right)^{4/3}$, on obtient:

$$r' = \left(\frac{2 M_p}{M_c} \right)^{1/2} \left[\frac{3 k T_o}{M} \left[1 - \left(\frac{r_o}{r} \right)^{4/3} \right] \right]^{1/2} \quad (4-6)$$

où M est la masse moyenne des ions du plasma central.

La comparaison de (4-5) et de (1-3) montre que le facteur de confinement :

$$\chi = \left(\frac{M_c}{2 M_p} \right)^{1/2} \quad (4-7)$$

est égal, à un facteur $\sqrt{2}$ près, à la racine carrée du rapport des masses de la couche et du plasma central.

β) Si l'on veut éviter totalement les pertes par conduction thermique vers la couche extérieure froide, il faut qu'entre cette couche et le plasma chaud existe un champ magnétique B_o tel que:

$$\frac{B_o^2}{2 \mu_o} = 2 n_o k T_o = \frac{2}{3} \cdot \frac{W_s}{\pi r_o^2}$$

Tenant compte de (4-2) et (4-3), le champ magnétique nécessaire dans le cas d'un réacteur devient:

$$B_o^2 > \frac{4 \mu_o}{9 \pi} \cdot \frac{1+b}{b} \cdot \frac{1}{\chi \epsilon \eta} \cdot \frac{1}{r_o} \quad (4-8)$$

En prenant des valeurs assez optimistes pour les différents rendements:

$$\eta = \frac{1}{2} \quad \epsilon = \frac{1}{2} \quad b = 1$$

on arrive à:

$$B_o > \frac{1,8 \cdot 10^8}{(\chi r_o)^{1/2}} \quad (\text{gauss, cm.}) \quad (4-9)$$

Un rayon $r_o = 0,2$ cm implique, pour $\chi = 500$, $B_o = 1,8 \cdot 10^7$ gauss. L'unique méthode connue pour produire des champs de cet ordre consiste à comprimer un champ initial faible trappé dans un tube conducteur qui implose lui-même sous l'action d'un explosif annulaire extérieur. Cette méthode semble prometteuse, car on a déjà obtenu $5 \cdot 10^6$ gauss dans $r \simeq 0,5$ cm pendant des temps de quelques 10^{-7} secondes correspondant à des χ de quelques centaines (5).

γ) Si l'on accepte des pertes latérales par conductibilité thermique, on peut se passer d'avoir un champ magnétique suffisant pour équilibrer la pression totale, et avoir au contraire une quasi-continuité de la pression matérielle en passant de la colonne centrale (n relativement faible, T élevé), à la couche extérieure (n grand, T faible). Le temps de vie τ du plasma chaud sera alors approximativement égal au quotient de son énergie linéique interne $W_s = 3 n_o k T_o \cdot \pi r_o^2$ par la puissance linéique perdue par conductibilité $Q = 2 \pi r_o \cdot \mathcal{K} \cdot dT/dr$ où $\mathcal{K}$ est le coefficient de conductibilité thermique. Pour rabaisser cette puissance à un niveau tolérable, on doit encore faire appel à un champ magnétique B , parallèle à la surface de séparation entre plasmas chaud et froid, qui n'a plus à assurer la balance des pressions mais seule-

ment à diminuer $\mathcal{K}$.

Alfven (25) a montré que Q pouvait s'écrire:

$$Q \simeq 3,4 \left(\frac{n_o k T_o}{B} \right)^{7/5}$$

auquel cas:

$$\tau \simeq \frac{W_s}{Q} = 2,8 \cdot \frac{B^{7/5}}{(n_o k T_o)^{2/5}} \cdot r_o^2$$

Comme τ_o , qui est de l'ordre du quotient du diamètre de la colonne de plasma chaud par la vitesse thermique des ions (à $T_o = 11$ Kev), est environ $10^{-6} r_o$, le coefficient de confinement devient:

$$\chi = \frac{\tau}{\tau_o} \simeq \frac{3 \cdot 10^6 \cdot B^{7/5} \cdot r_o}{(n_o k T_o)^{2/5}} \quad (4-10)$$

Comme $n_o k T_o = W_s / 3\pi r_o^2$, l'élimination de $(n_o k T_o)$ et W_s entre (4-10), (4-2) et (4-3) nous fournit le champ magnétique nécessaire dans le cas d'un réacteur (par hypothèse, $b \gg 1$, et donc $\frac{1+b}{b} \simeq 1$):

$$B > \frac{6 \cdot 10^{-2}}{(\epsilon \eta)^{2/7}} \cdot \frac{\chi^{3/7}}{r_o} \quad (4-11)$$

En reprenant les mêmes valeurs des rendements qu'au paragraphe précédent, à savoir :

$$\eta = \frac{1}{2} \quad \epsilon = \frac{1}{2}$$

on arrive à la formule pratique :

$$B > 8.10^4 \cdot \frac{\chi^{3/7}}{r_o} \quad \text{gauss, cm.} \quad (4-12)$$

qui doit être comparée à (4-9).

En particulier $r_o = 0,2$ cm implique pour $\chi = 500$, $B \simeq 6.10^6$ gauss. On voit que la pression magnétique est d'un ordre de grandeur inférieure à celle nécessaire pour le confinement du plasma, justifiant ainsi l'hypothèse de départ $b \gg 1$.

e) Conclusion.

α) L'obtention d'un certain facteur de confinement χ implique d'une part que le rapport des masses de la couche externe et du plasma central satisfasse à (4-7) et d'autre part (s'il s'agit d'un réacteur) qu'il existe au voisinage de la surface séparant la couche du plasma un champ magnétique supérieur à la plus petite des deux valeurs limites (4-8) et (4-11); dans presque tous les cas, la condition (4-11) sera la plus aisée à satisfaire.

β) L'énergie critique de la source est donnée par (4-3). Elle sera plus faible que celle d'un réacteur sans confinement par un facteur $\chi \epsilon^2$, puisque, généralement, on peut se contenter de $b \gg 1$ en satisfaisant (4-11) et non pas (4-8). Cette énergie ne doit pas nécessairement être emmagasinée dans des condensateurs; elle pourrait être fournie par des explosifs.

La production de χ très élevés n'est pas nécessairement souhaitable. En effet, on désire ($\chi \epsilon^2$) aussi grand que possible, et il est intuitif que, si χ est une fonction croissante de M_c/M_p , ϵ varie en sens contraire. Il existe donc un rapport des masses optimum (c'est-à-dire un χ optimum), fonction des caractéristiques physiques (densité, vitesse d'implosion) de la couche ex

térieure et du plasma central, pour lequel $\chi \epsilon^2$ est maximum. L'étude théorique des variations de $\chi \epsilon^2$ en fonction de χ est très compliquée; elle a été entreprise par J.P.Somon (26) dans le cas des couches externes solides utilisées lorsqu'on emploie des explosifs comme source primaire d'énergie; le même auteur (27) tente actuellement de résoudre le problème relatif à une couche de plasma, telle qu'elle est utilisée dans l'expérience décrite aux chapitres suivants où la source d'énergie est un banc de condensateurs.

γ) Dans le cas où la source est un banc de condensateurs, la tension critique de ce dernier est donnée par (4-5). Elle sera plus faible que celle d'un réacteur sans confinement par un facteur $(\chi \epsilon)^{3/2}$. La valeur maximum de $\chi \epsilon$, comme celle de $\chi \epsilon^2$ qui intervenait au paragraphe précédent, n'a pas encore pu être déterminée pour une couche externe composée de plasma. Pour une couche solide, le problème n'a pas de sens, car on a démontré que l'accélération par des moyens magnétiques d'une couche initialement solide entraînait nécessairement une vaporisation totale avant que des vitesses intéressantes aient pu être obtenues (14).

δ) En résumé, alors qu'une analyse assez simple a suffi pour montrer sans équivoque l'impossibilité de réaliser un réacteur sans confinement, une étude complémentaire, théorique et expérimentale, des variations du rendement ϵ en fonction de χ (c'est-à-dire du rapport des masses de la couche externe et du plasma central) doit encore être menée à bien avant que l'on puisse porter un jugement sur les perspectives offertes par les réacteurs à confinement marginal.

CHAPITRE V

LES ACCELERATEURS DE MACROPARTICULES ET LEUR APPLICATION POSSIBLE A LA FUSION THERMONUCLEAIRE (28,29)

a) Introduction.

On peut voir dans la littérature scientifique récente (30 à 39) se manifester un intérêt croissant pour l'étude des accélérateurs de macroparticules, stimulé par les progrès de la physique spatiale, par le manque d'informations sur les propriétés de la matière soumises à de très hautes pressions, par les difficultés d'injection dans les machines à plasma et par la possibilité théorique qu'offrent ces accélérateurs de servir à amorcer à une explosion thermonucléaire d'énergie limitée.

Après une discussion rapide des conditions qui semblent devoir être satisfaites pour déclencher une telle explosion, on montre, par une revue critique des méthodes d'accélération publiées, qu'aucune de ces méthodes ne peut conduire pratiquement à un résultat positif. On propose un nouveau procédé d'accélération, basé sur l'emploi des supraconducteurs à champ critique élevé. (La brièveté ayant été préférée à la rigueur, les preuves de nombreuses affirmations doivent être recherchées dans la bibliographie).

b) Critères d'amorçage d'une explosion thermonucléaire.

Considérons l'évolution d'un volume illimité de DT solide au sein duquel une sphère de rayon R_0 est brusquement chauffée à une température T .

α) On peut montrer qu'il existe une température "économique" T_0 , indépendante de R_0 , pour laquelle le rapport entre l'énergie totale libérée par fusion et l'énergie initiale requise

pour chauffer la sphère, est maximum. Pour une géométrie plane, T_0 est de l'ordre de $2 \cdot 10^8$ degrés K (40). Pour une géométrie cylindrique, on a vu au chapitre I avec des hypothèses légèrement différentes que $T_0 \simeq 1,3 \cdot 10^8$ °K. Sans autres calculs, il est donc raisonnable de prendre $T_0 \simeq 1,5 \cdot 10^8$ °K pour le cas sphérique.

β) A la densité de l'état solide, les particules chargées (hélium) produites par fusion ont un libre parcours moyen inférieur à 0,5 mm. Pourvu donc que R_0 soit supérieur à 1 mm, l'énergie de fusion (neutrons exclus) peut être considérée comme libérée localement (41); elle sera partagée équitablement entre les ions et les électrons ($T_e = T_i$).

γ) La température du front de l'onde de choc qui diverge à partir du point chaud résulte d'une compétition entre le chauffage dû aux réactions thermonucléaires et le refroidissement dû à la divergence géométrique et au rayonnement. Il existe un rayon initial critique R_{oc} en-dessous duquel le refroidissement prédomine et au-dessus duquel s'amorce une explosion thermonucléaire. Des estimations grossières (42,43,40) indiquent que R_{oc} est de l'ordre de 2 mm.

δ) Pour amorcer une explosion thermonucléaire dans du DT solide, on doit donc chauffer environ 30 mm^3 de DT à une température d'environ $1,5 \cdot 10^8$ °K en un temps inférieur à quelques nanosecondes ($t < \frac{R_0}{\text{vitesse du son à } T_0}$). L'énergie d'amorçage est ainsi d'environ 10 mégajoules (ce qui exclut définitivement l'emploi des lasers, qui est quelquefois suggéré).

ε) La théorie des chocs forts montre qu'une température de $1,5 \cdot 10^8$ °K peut être produite par l'impact sur une cible fixe d'un projectile animé d'une vitesse de $2 \cdot 10^6$ m/sec (38). Si les matériaux du projectile et de la cible ne se mélangent pas et si l'on

suppose assez arbitrairement que la moitié de l'énergie incidente est transférée à la cible de DT, le projectile peut être constitué de n'importe quelle substance, sa masse doit être de l'ordre de 10 milligrammes, et sa densité voisine de celle de l'état solide (voir paragraphe 6).

5) La dimension minimum d'une machine pratique est évidemment celle pour laquelle l'énergie produite durant l'explosion est supérieure à l'énergie dépensée pour amorcer le phénomène. Le bloc de DT solide devra donc être d'autant plus gros que sera bas le rendement de l'appareil (accélérateur par exemple) utilisé pour créer le point chaud initial. La possibilité de contenir l'explosion peut être évaluée en sachant que n tonnes d'acier sont nécessaires pour contenir l'explosion de n kilogrammes d'explosif brisant, correspondant à une énergie de $(5.n)$ mégajoules (44).

Les considérations précédentes sont basées sur les travaux limités de notre propre groupe. On peut seulement espérer que elles ne sont pas en contradiction avec les résultats des recherches détaillées mais classifiées faites ailleurs dans le même domaine.

c) Méthodes d'accélération.

Il est intéressant de remarquer que, pour des vitesses terminales élevées, le rapport entre les énergies cinétique et thermique du projectile doit être considérable si l'on désire conserver la cohésion caractéristique de l'état solide: la fusion requiert de l'ordre de 10^{-1} ev. par molécule; à 10^5 m/sec, une molécule de fer a une énergie cinétique de $2,5.10^3$ ev.

α) Explosifs - En raison de la température limitée des produits de détonation, la vitesse finale est généralement inférieure à 10^4 m/sec ; des arrangements géométriques spéciaux peuvent

seulement améliorer d'un facteur 2 cette performance, pour de très légers projectiles (34). Pour la même raison, des fusées chimiques ne permettent pas d'obtenir pratiquement des vitesses supérieures.

Les fils ou feuilles métalliques explosés électriquement (39) n'ont pas donné de meilleurs résultats.

β) Méthodes électrostatiques (30 à 33) - Dans un excellent vide, le champ électrique E_- à la surface d'un conducteur négatif est limité à 10^9 v/m environ par l'émission froide; sur un conducteur positif, E_+ est limité à 10^{10} v/m environ, à la fois par le phénomène de "field desorption" et par la résistance mécanique limitée du conducteur, qui tend à exploser par pression électrostatique.

Avec des notations évidentes:

$$\frac{1}{2} M v^2 = q U \qquad q = 4\pi \epsilon_0 E_{\pm} r^2$$

où r est le rayon du projectile sphérique de masse M et densité ρ .

Alors:

$$v^2 = \frac{6 \epsilon_0 E_{\pm}}{\rho} \cdot \frac{U}{r}$$

U étant techniquement limité à 10^7 volt, un projectile, même s'il est positif et de faible densité ($\rho = 1000 \text{ Kg/m}^3$) aura une vitesse limite :

$$v \simeq 70 \cdot r^{-1/2}$$

Une sphère de 1 micron de rayon peut être accélérée seulement jusqu'à $7 \cdot 10^4$ m/sec.

Il est facile d'accélérer un grand nombre de particules,

mais la grande dispersion dans leur rapport q/M (un ordre de grandeur en pratique) empêchera leur concentration longitudinale ultérieure.

γ) Accélérateur linéaire - Si $\mathcal{E}$ est le champ accélérateur moyen, il est facile de montrer que la longueur L de l'accélérateur est:

$$L = \frac{\rho}{6 \epsilon_0 E_{\pm} \mathcal{E}} \cdot v^2 \cdot r$$

$\mathcal{E}$ est limité techniquement à $2 \cdot 10^6$ v/m environ. Pour une particule positive de même densité que ci-dessus :

$$L \simeq 10^{-3} \cdot v^2 \cdot r$$

Un accélérateur long d'un kilomètre peut communiquer au maximum une vitesse de 10^5 m/sec à une sphère de 100 micron de rayon. La dispersion en q/M et la variation de q/M en fonction du temps pour chaque particule, permettent l'accélération d'un seul projectile.

δ) Accélérateurs circulaires - Dans un accélérateur circulaire, la force centrifuge s'exerçant sur une particule de charge q est équilibrée par:

$q v B$ si le champ de guidage B est magnétique (axial)

$q \mathcal{E}$ si le champ de guidage $\mathcal{E}$ est électrostatique (radial)

On voit donc que, toutes choses égales, le rayon de l'orbite d'un accélérateur à guidage électrostatique sera inférieur à celui d'un accélérateur à guidage magnétique si:

$$\mathcal{E} > v \cdot B$$

Etant données les limites pratiques de $\mathcal{E}$ et B ($B < 1,5$ pour un accélérateur à fer, $\mathcal{E} < 3.10^7$ pour une distance interélectrode inférieure à 1 cm), les accélérateurs à champ de guidage électrique au ront un rayon inférieur à leurs homologues magnétiques si:

$$v < 2.10^7 \text{ m/sec.}$$

On voit donc que pour les particules élémentaires, les accélérateurs magnétiques sont seuls intéressants, mais que la situation est renversée en ce qui concerne les macroparticules. Le rayon d'un accélérateur à guidage électrostatique s'écrit:

$$R = \frac{\rho}{3 \epsilon_0 E_{\pm} \mathcal{E}} \cdot v^2 \cdot r$$

Numériquement (particule positive, densité 1000):

$$R = 10^{-4} \cdot v^2 \cdot r$$

Un accélérateur de 100 m de rayon peut donner une vitesse de 10^5 m/sec à une sphère de rayon 100 μ . Pour les mêmes raisons que l'accélérateur linéaire, on ne peut accélérer qu'une particule à la fois.

Il est intéressant de remarquer que les résultats numériques des paragraphes α et β résultent de limitations imposées par des phénomènes bien connus. Au contraire la valeur du rayon R obtenue ci-dessus pourrait être réduite si l'on savait faire croître $\mathcal{E}$; le claquage dans le vide, qui limite $\mathcal{E}$, n'a pas encore reçu d'explication satisfaisante malgré les nombreuses études qui lui ont été consacrées au cours des dernières années, mais on a des raisons de croire que $\mathcal{E}$ pourrait être augmenté notablement, par exemple par l'adjonction d'un champ magnétique transversal qui in-

terdirait aux électrons d'aller de l'électrode négative à l'électrode positive, enrayant ainsi probablement le mécanisme d'avalanche. Nous avons entrepris une étude expérimentale de ce phénomène (45).

ε) Méthodes magnétiques - Un piston magnétique peut pousser soit un projectile ferromagnétique, soit un bon conducteur. Dans le premier cas, il pourrait ne pas y avoir d'échauffement (les courants qui circulent sont des courants intra-atomiques) mais, à cause de la saturation, le champ magnétique serait limité à une valeur si faible que la longueur de la machine serait à nouveau prohibitive. Dans le second cas, on peut obtenir une accélération très élevée, mais nous avons montré (14) que le projectile fond nécessairement lorsqu'il atteint une certaine vitesse critique qui dépend seulement de ses dimensions géométriques et de sa conductibilité électrique σ (ceci est dû essentiellement au fait qu'il existe un rapport constant entre la pression magnétique $B^2/2\mu_0$ et l'échauffement j^2/σ , puisque $B=\mu_0 j$). Pour un projectile plat d'aluminium (le métal le plus favorable) partant à la température ambiante:

$$v_{\text{fusion}} < 6.10^{+6} \cdot \Delta x$$

Comme l'épaisseur Δx sera certainement inférieure à 10^{-3} pour des vitesses élevées, ce type d'accélérateur n'a d'intérêt que pour des projectiles supra-conducteurs (voir paragraphe c).

ζ) Accélération par un faisceau de particules - Il est évident que des particules neutres (photons par exemple) ne peuvent pas interagir avec le projectile assez élastiquement pour l'accélérer fortement en le conservant solide. Des particules chargées (électrons ou ions) peuvent accélérer sans l'échauffer un corpuscule

chargé jusqu'à la limite E_{+} . L'accélération peut être en principe aussi grande que l'on veut, le problème étant de produire et de transporter sans divergence un faisceau d'ions ou d'électrons d'intensité suffisante. L'analyse de cette méthode (35) montre que, si jamais elle trouve des applications, ce ne sera que pour accélérer de très petites particules à des vitesses très élevées. La concentration longitudinale ultérieure de ces particules semble inconcevable comme dans le cas de l'accélérateur électrostatique.

Conclusion - Bien que plusieurs de ces méthodes présentent un intérêt considérable pour la simulation des météores ($10^4 < v < 10^5$, diamètre quelconque), parmi les méthodes examinées seule l'accélération d'un projectile supra-conducteur par un piston magnétique est susceptible de satisfaire aux conditions mentionnées au paragraphe b.

d) Accélérateur à onde progressive pour une macroparticule supraconductrice.

Les supraconducteurs "mous" (souvent des métaux purs) ont des champs critiques de l'ordre de 10^3 gauss; en raison de l'effet Meissner (le champ magnétique est exclus du métal, à l'exception d'une mince couche superficielle d'épaisseur connue), on peut aussi dire qu'ils ont une densité de courant critique donnée, ou aussi que la densité de la force de Lorentz $\vec{j} \times \vec{B}$ dans la couche superficielle ne doit pas dépasser une valeur critique.

Pour les supraconducteurs "durs" (souvent des alliages), la notion de champ critique perd de son intérêt, puisqu'elle est fonction de la densité de courant dans le métal d'où le champ magnétique n'est plus exclus (effet Meissner incomplet). Par contre la notion de force de Lorentz critique, artificielle dans le cas des supraconducteurs mous, garde parfaitement son sens (46) et sert de mesure du coefficient de qualité d'un supraconducteur dur.

A cet égard, le meilleur supraconducteur connu est V_3Ga (47) pour lequel :

$$\alpha_c = (j \times B)_{\text{critique}} \simeq 6.10^{10} \quad \text{M.K.S.}$$

Appelant ρ la densité d'un projectile supraconducteur, on voit que l'accélération maximum admissible s'écrit :

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{\alpha_c}{\rho}$$

La longueur d'un accélérateur produisant une vitesse finale v est donc :

$$L = \frac{v^2}{2\Gamma} = \frac{\rho v^2}{2 \alpha_c}$$

Pour V_3Ga :

$$L = 5 \cdot 10^{-8} \cdot v^2$$

A l'encontre des autres types d'accélérateurs, la longueur est ici indépendante des dimensions du projectile ce qui rend possible l'accélération de macroparticules de grande taille. Pour obtenir des vitesses satisfaisant au critère d'amorçage d'une explosion thermonucléaire ($v \simeq 10^6$), la longueur est encore prohibitive (50 Km). La découverte éventuelle de nouveaux supraconducteurs ayant un α_c supérieur d'un ordre de grandeur à celui de V_3Ga permettrait d'envisager des longueurs comparables à celles des grands accélérateurs de particules élémentaires et devrait donc susciter d'actives recherches dans le domaine des accélérateurs de macroparticules. Le champ critique maximum d'un supraconducteur dur étant lié à la température critique maximum par la relation de Clogston et Chandrasekhar :

$$B_c \simeq 1,8 \cdot T_c$$

on voit que tout progrès dans la direction de α_c (et donc de B_c) élevés est lié à la découverte de supraconducteurs ayant une température critique maximum supérieure à la limite actuelle de 18°K. Les spécialistes (47) ne pensent pas qu'il y ait une limite fondamentale à 18°K.

A titre d'exemple le schéma d'un accélérateur de macro-particules à onde progressive est indiqué Figure 9: un projectile

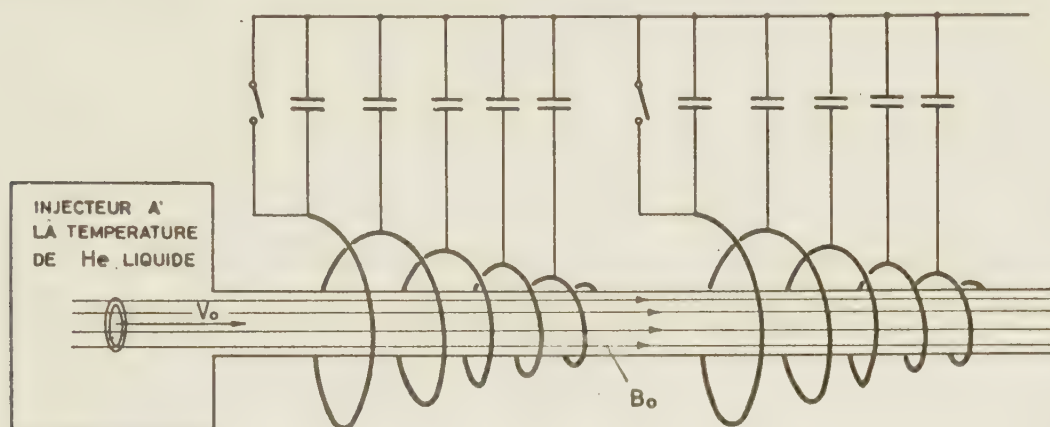


Figure 9

Schéma d'un accélérateur à onde progressive pour une macroparticule torique

supraconducteur, stocké à la température de l'hélium liquide, est injecté à la vitesse v_0 dans la chambre à vide de l'accélérateur linéaire; chaque section de cet accélérateur est constituée par un solénoïde de diamètre variable convenablement connecté à des condensateurs. Lorsque le projectile arrive au début d'une section, un éclateur court-circuite l'entrée de la-dite section, dont les condensateurs avaient été chargés au préalable; le projectile est alors soumis à une force axiale:

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \vec{\text{grad}}) \cdot \vec{H}$$

où $\vec{p}$ est le moment magnétique induit dans la macroparticule et $\vec{H}$ est le champ magnétique local qui serait produit par le solénoïde en l'absence de projectile. Si la vitesse de l'onde $v = (L C)^{-1/2}$, où L et C sont les inductance et capacité linéiques de la ligne, varie le long de la ligne de manière à être toujours égale à la vitesse du projectile, ce dernier sera continuellement accéléré. On peut montrer qu'on a intérêt à faire un projectile torique et à créer initialement un champ magnétique uniforme B_0 dans toute la chambre à vide. Des calculs assez détaillés relatifs à un tel dispositif peuvent être trouvés en (28) et (29).

CHAPITRE VI

REALISATION EXPERIMENTALE D'UN "Z-PINCH" TUBULAIRE - (7,48)

a) Généralités.

L'expérience entreprise n'a évidemment pas pour but de vérifier la validité des critères de réacteur dérivés dans les chapitres précédents. Elle a été conçue pour explorer les processus physiques intervenant dans la création d'une couche tubulaire de plasma dense, dans l'accélération de cette couche par la décharge d'un banc de condensateurs, et dans la compression à l'aide de cette couche de champs magnétiques trappés et d'une colonne centrale de plasma. Il s'agit donc d'une première étape dans l'étude expérimentale des machines à confinement (par inertie) marginal, machines dont la théorie a été esquissée au chapitre IV.

L'obtention de conditions initiales telles qu'elles sont représentées sur la Figure 7c présente de notables difficultés qui vont être sommairement passées en revue:

α) Couche externe - Afin d'être à même de comprimer efficacement un milieu interne (flux magnétique et plasma d'hydrogène) jusqu'à un rayon final petit par rapport au rayon initial R_0 de la couche, l'épaisseur initiale δ de la couche doit être elle-même petite par rapport à R_0 . Par ailleurs, pour pouvoir transmettre à la couche une bonne partie de l'énergie du banc de condensateurs, le paramètre B défini par l'équation (2-3) doit être supérieur à 0,3 ; des considérations pratiques nous ayant conduit à choisir un banc de 40 Kv, 50 KJ et un rayon initial R_0 de 13,5 cm pour une hauteur du plasma de 8 cm, la masse de la couche doit être de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$ g par cm de hauteur. Si donc on se fixe

$\delta \simeq 1 \text{ cm}$, et si on suppose que les ions constitutifs de la couche ont une masse atomique μ_1 , la densité initiale de la couche doit être de l'ordre de $2 \cdot 10^{17} / \mu_1$ ions/cm³.

β) Colonne centrale - Si l'on se propose de réaliser un coefficient de confinement de l'ordre de 100, la masse linéique de la colonne centrale doit être (4-7) de $2 \cdot 10^{-9}$ g/cm. En supposant le diamètre initial du plasma d'environ 1 cm, on voit que la densité initiale doit être de l'ordre de 10^{15} ions de deutérium par cm³.

γ) Espace vide - Lors de la compression de la couche externe, le gaz résiduel dans lequel elle se meut sera partiellement incorporé à la couche (conformément au "snow-plough model") et partiellement réfléchi vers l'axe. En supposant (arbitrairement) que ces deux possibilités sont également probables, et en se fixant un taux final maximum d'impuretés tolérables dans la colonne centrale de 10% (voir chapitre VIII), on trouve facilement que la densité du gaz résiduel doit être inférieure à $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, c'est-à-dire que la pression de base ne doit pas dépasser 10^{-5} mm Hg .

δ) La configuration initiale désirée est représentée Figure 10. Pour produire la couche externe, une injection directe de

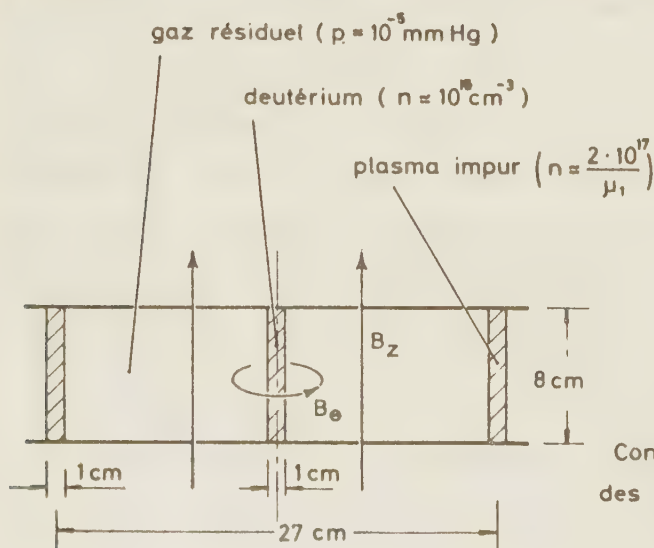


Figure 10

Configuration initiale - μ_1 est la masse atomique des ions de la couche externe.

plasma par un canon annulaire est exclue, à cause de la haute densité requise. On doit donc produire, dans le vide, une couche de matière neutre, et la transformer en plasma sans modifier notablement sa forme. La vaporisation rapide d'une couche métallique mince (49) par effet Joule n'est pas envisageable à notre niveau d'énergie: l'épaisseur de la couche devrait être de 10^{-7} cm. L'injection d'un jet gazeux annulaire supersonique est théoriquement possible (50) mais présente des difficultés considérables: le nombre de Mach doit être de l'ordre de 10 pour éviter un élargissement trop important du jet, et le maintien d'un vide de 10^{-5} mm Hg au cours de l'injection semble problématique. Nous avons choisi une solution intermédiaire entre les deux précédentes, injectant dans le vide un faisceau cylindrique annulaire de grains solides; la difficulté principale est alors de transformer ces grains en vapeur, puis en plasma, dans un temps suffisamment bref (quelques microsecondes) pour que les premières molécules gazeuses libérées n'aient pas eu la possibilité de parcourir plus de quelques millimètres.

b) Dispositif expérimental.

Lorsqu'une couche de petits grains de LiAlH_4 est éclairée par une impulsion brève et très intense de lumière ultra-violette, elle émet (en quelques microsecondes) assez d'hydrogène (légèrement ionisé) pour permettre le passage d'un fort courant si un banc de condensateurs à haute tension vient à être connecté entre deux génératrices de la couche. Ce courant produit trois effets: d'abord la pression magnétique qui lui est associée éjecte une couche de plasma d'hydrogène, ensuite il vaporise et ionise le restant des grains solides qui se trouvent immergés dans la décharge, enfin il éjecte le plasma impur ainsi formé. Pour un choix convenable des différents paramètres (diamètre et densité volumique des grains,

courant et tension de la décharge, retard entre le début de l'impulsion de lumière u.v. et l'application de la tension), on a pu arriver à un régime dans lequel ces trois phénomènes se produisent successivement avec des décalages temporels convenables. On peut ainsi réaliser un canon à plasma qui produit deux couches successives de plasma de la forme désirée (en partant d'une couche de grains ayant cette forme), la première, de densité assez basse, composée d'hydrogène relativement pur, et la seconde, de haute densité, émise environ $1 \mu\text{sec}$ plus tard et composée de lithium, d'aluminium et d'hydrogène.

Une version annulaire d'un tel canon a été mise au point, dans laquelle la couche de plasma d'hydrogène comme la couche ultérieure de plasma impur implosent avec une excellente symétrie cylindrique réalisant ainsi, au moment où le plasma d'hydrogène se thermalise au centre, une configuration analogue à celle de la Figure 10; il est clair qu'un champ magnétique azimuthal B_θ , associé avec le courant passant dans la colonne centrale, sera trappé entre les plasmas pur et impur. Le schéma de principe de ce canon annulaire est représenté Figure 11. En raison de la difficulté ren

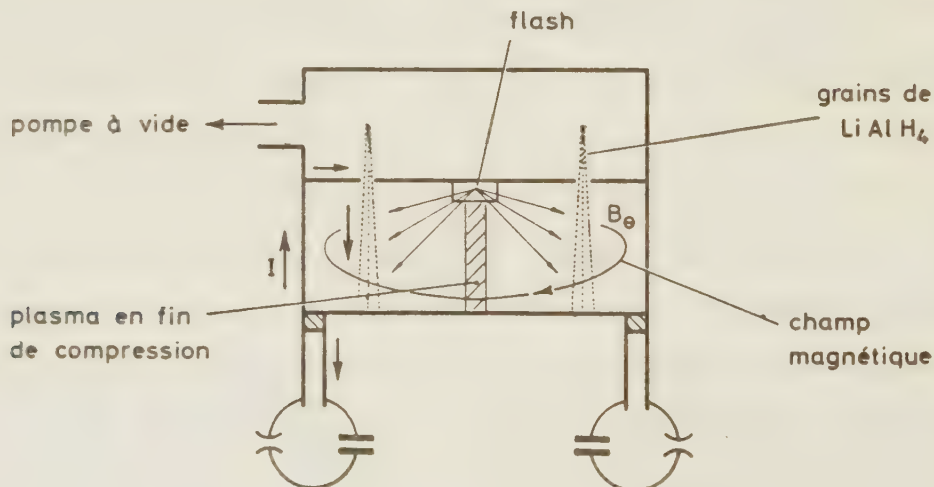


Figure 11

Schéma de principe.

contrée pour la réaliser, l'injection fait l'objet d'un chapitre spécial, le chapitre VII. Notre injecteur a deux inconvénients principaux: il est compliqué et délicat, ce qui requiert un grand soin et un entretien minutieux pour le maintenir en bon état de fonctionnement, et surtout il ne permet pas de faire varier indépendamment la densité du plasma d'hydrogène, la densité du plasma impur, l'intensité du champ magnétique azimutal trappé et le délai entre l'émission des deux couches de plasma. Des études sont en cours pour l'améliorer.

La poudre injectée a toujours été du LiAlH_4 (ou, pour les expériences destinées aux mesures de neutrons, du deutérure de lithium et d'aluminium). Cette poudre est manipulée dans une boîte étanche, en atmosphère d'azote; elle est calibrée par une série de tamis, allant jusqu'à 3 microns. Les grains de 20 à 50 microns ont été généralement utilisés; les petits diamètres sont évidemment favorables à une vaporisation rapide (voir chapitre VII), mais la proportion de grains inférieurs à 20 microns dans la poudre produite industriellement est trop faible pour permettre d'aller en-dessous de cette dimension, et toutes nos tentatives de broyage ont échoué en raison de la fragilité des cristaux de LiAlH_4 qui se décomposent à 100° centigrade. Le processus électrostatique d'injection (chapitre VII) que nous avons mis au point fournit une excellente homogénéité du jet. Il exige de la poudre une conductibilité électrique supérieure à sa valeur courante; un accroissement de conductivité doit donc être obtenu par un traitement approprié (chauffage modéré dans des conditions bien déterminées).

Une vue schématique du dispositif expérimental est représentée Figure 11bis. L'appareil est formé de trois parties principales : l'injecteur, la chambre d'expérience, et le banc de condensateurs, et d'un grand nombre de composants annexes : systèmes de vide, éclateurs, électronique de commande et d'automatisme, alimen

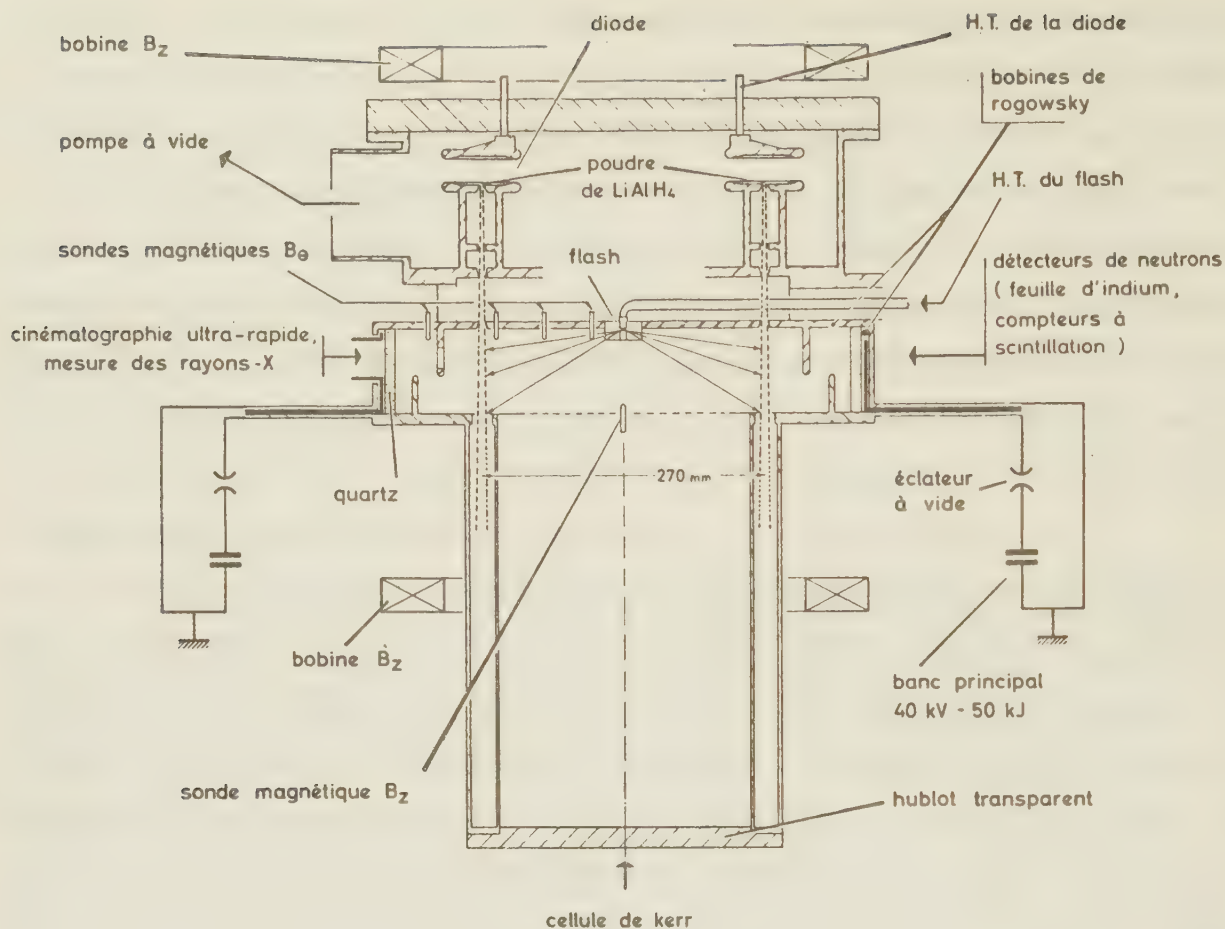


Figure 11 bis
Schéma du pinch tubulaire.

tations haute-tension, dispositifs de sécurité, appareils de diagnostic, cage de Faraday, etc... La séquence des opérations, réalisées automatiquement à partir d'un seul signal, est la suivante:

α) Après que les bancs de condensateurs se sont chargés aux valeurs affichées, les vannes du système de vide se mettent en position d'expérience (isolant, par exemple, la chambre de décharge du reste du circuit de pompage). Lorsque les 10 conditions (vide, hautes tensions, sécurités, etc...) qui traduisent le fonctionnement des organes essentiels sont satisfaites, l'expérience proprement dite commence.

β) Une impulsion rectangulaire de 20 à 35 Kv d'amplitude et d'environ 0,2 sec de durée, appliquée à l'injecteur électrostatique, engendre un jet annulaire de grains de LiAlH_4 qui traverse la chambre d'expérience et se perd dans une longue trappe. La densité dans le jet est contrôlée par la tension appliquée; la durée de 0,2 sec est nécessaire pour obtenir un régime permanent (chapitre VII).

γ) Une milliseconde après la fin de cette impulsion, le jet de poudre situé dans la chambre d'expérience est violemment illuminé par des rayons ultra-violet et X mous produits par un flash central de géométrie appropriée. Ce flash est constitué par deux petites (4mm de diamètre) électrodes tubulaires d'aluminium, distantes de 0,3 mm, dans lesquelles un condensateur de 40 Kv, 1 KJ est déchargé, à travers un éclateur, à une fréquence de 250 KHz. La décharge, dans le vide, démarre par émission froide. La distance entre les deux électrodes peut être réglée de l'extérieur, pour obtenir l'intensité lumineuse et la symétrie maxima.

δ) Quelques microsecondes après le déclenchement du flash, le banc de condensateurs principal (40 Kv, 50 KJ) est connecté à la chambre d'expérience par un unique éclateur à vide (51). Comme la poudre n'est en général pas vaporisée suffisamment pour conduire immédiatement le courant, une résistance de 12 ohm (capable de tenir 40 Kv et susceptible d'absorber les 50 KJ disponibles) est disposée en parallèle avec la chambre d'expérience pour maintenir l'éclateur conducteur. L'inductance totale du banc de condensateurs, y compris les câbles, l'éclateur et le collecteur, est de 18 nano-Henry (le paramètre A défini en (2-3) est donc de l'ordre de l'unité); sa résistance moyenne est de 3 milliohm.

ε) Environ 2 μsec après la fermeture de l'éclateur principal, le "breakdown" se produit le long de la couche de pou-

dre et les processus de vaporisation intense et d'ionisation, puis d'accélération centripète d'une couche de plasma d'hydrogène d'abord et d'une couche de plasma impur et dense ensuite, se produisent comme indiqué au début de ce paragraphe. Ils se déroulent en quelques μsec .

§) Les circuits auxiliaires (vide, haute-tension, etc...) se mettent en des positions telles que la machine soit prête pour un nouveau cycle. L'intervalle minimum entre deux coups est trois minutes.

Un champ magnétique axial B_z quasi-permanent, de valeur maximum 800 gauss, peut être superposé à volonté. Il est produit par la décharge d'un banc (20 KJ, 15 KV) de condensateurs lents dans deux bobines situées de telle façon que ce champ soit approximativement uniforme dans toute la chambre.

La chambre d'expérience a une hauteur de 8 cm, le rayon d'injection est 13,5 cm, et l'épaisseur initiale du faisceau de poudre 0,5 cm. En raison de la faible hauteur, on a dû réaliser une chambre complètement métallique (acier inoxydable) de sorte que l'anneau isolant (pyrex ou quartz) soit bien protégé contre les produits de la décharge et qu'il puisse avoir ainsi une durée de vie prolongée.

La Figure 12 est une vue générale de la machine, la Figure 13 est une vue plus détaillée de la chambre d'expérience surmontée de l'injecteur, la Figure 14 une vue partielle du banc de condensateurs principal, la Figure 15 une vue des baies d'électronique de commande et d'automatisme, et la Figure 16 une vue de l'intérieur de la cage de Faraday où 5 oscillographes à double trace enregistrent les signaux de mesure.

A part les difficultés habituelles liées à l'emploi de hautes tensions et d'énergies assez élevées (les 50 KJ du banc

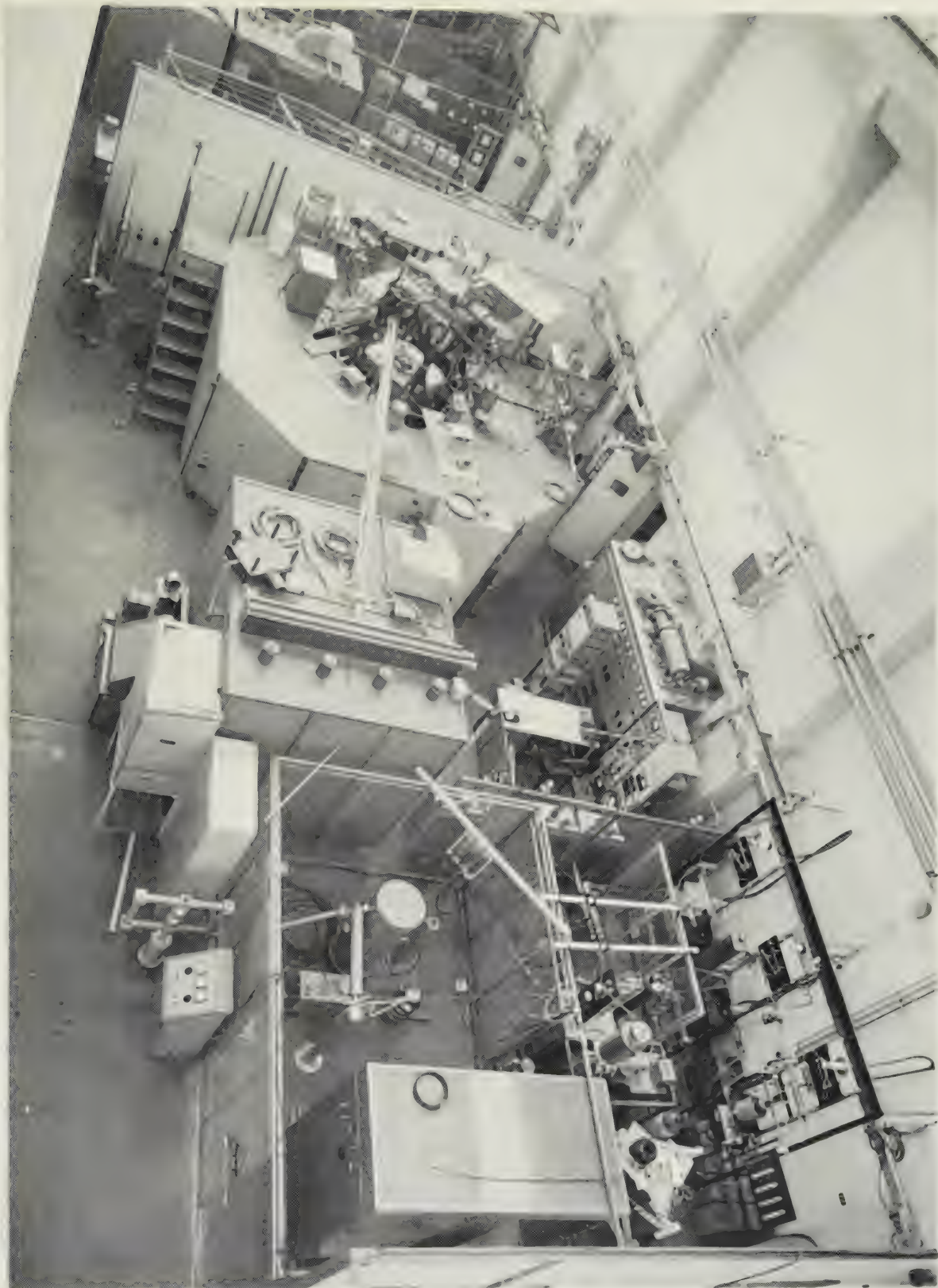


Fig. 12

Vue générale de l'expérience

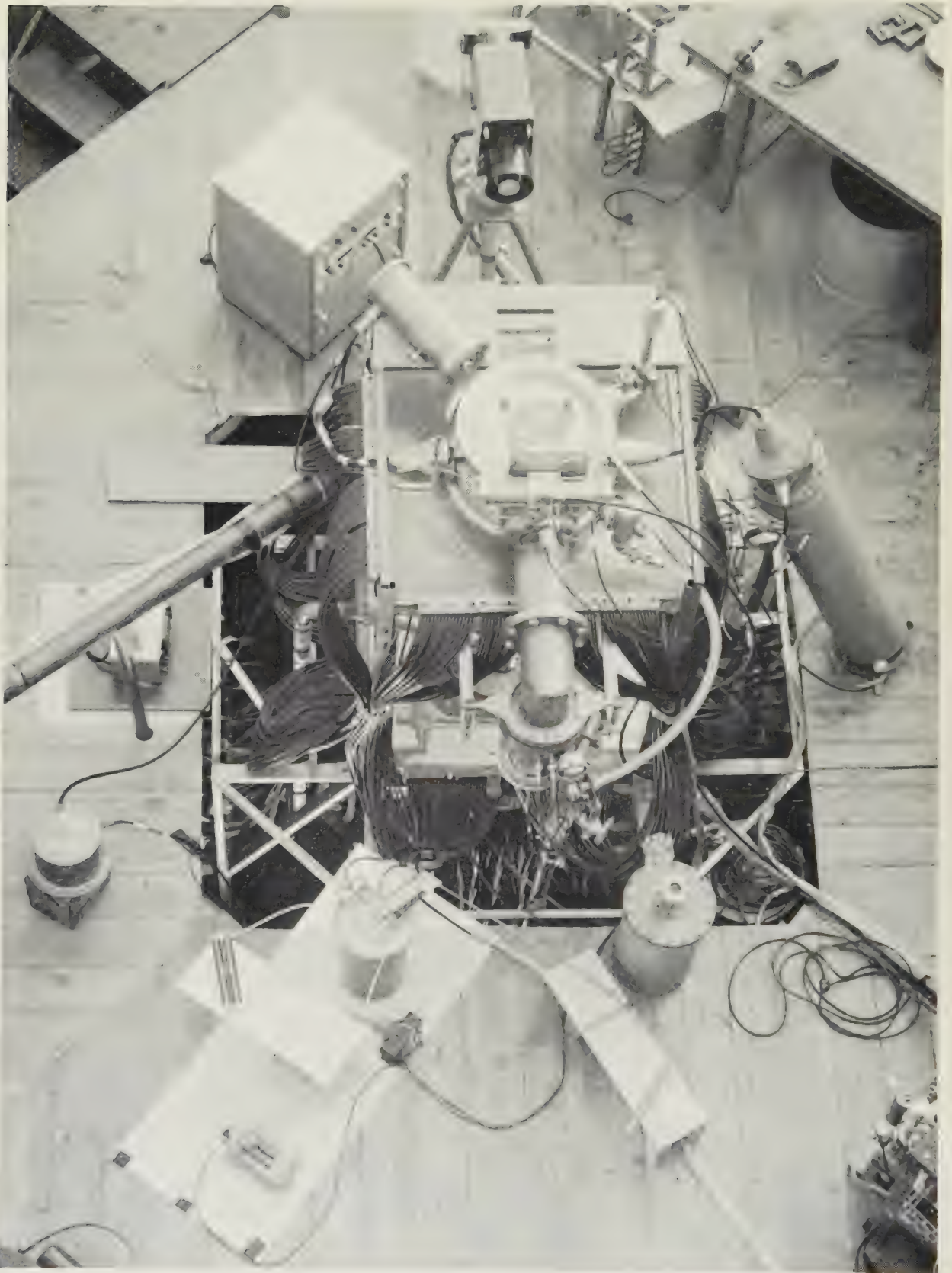


Fig. 13

Vue extérieure de la chambre d'expérience

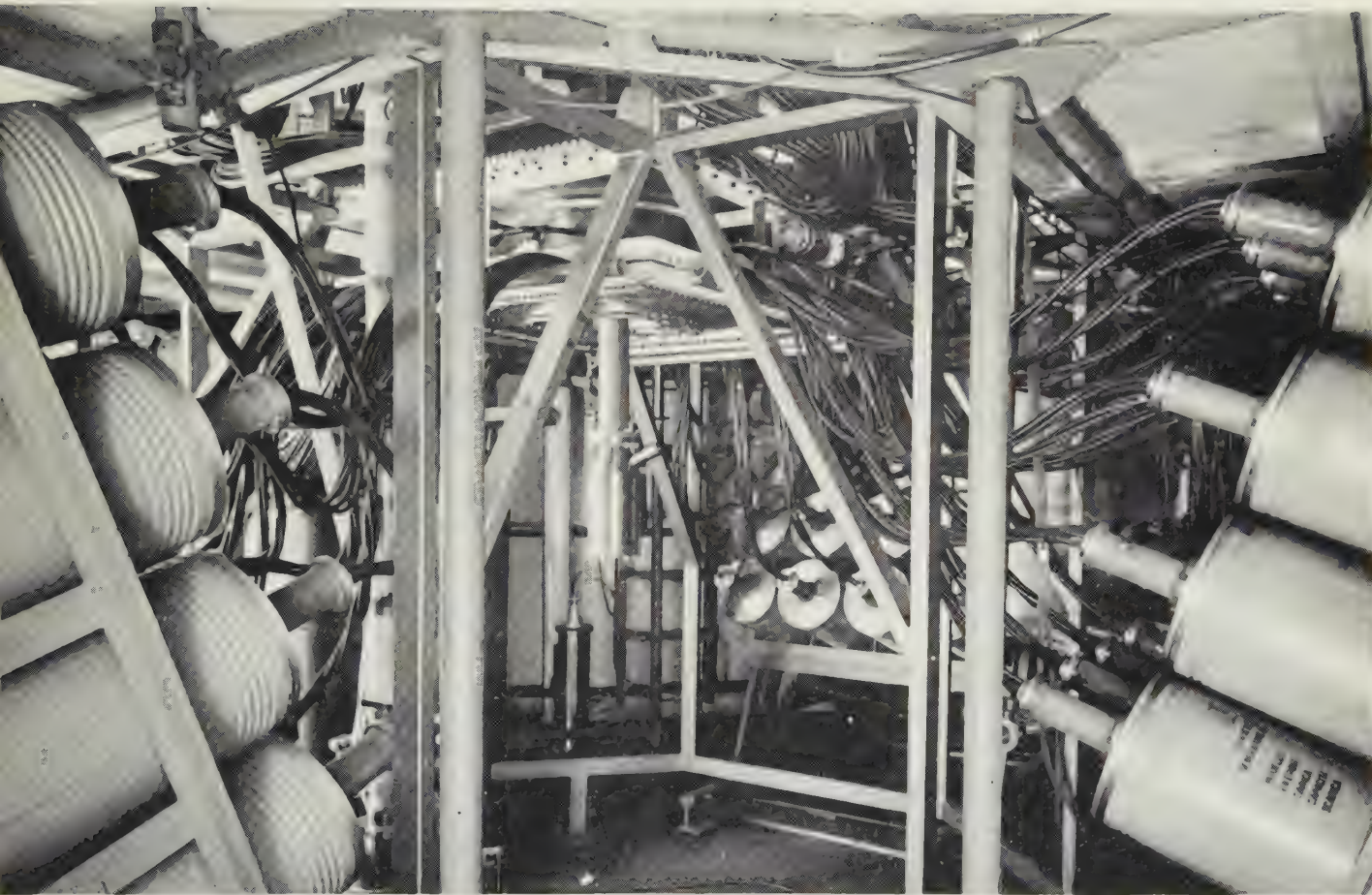


Fig. 14

Banc de condensateurs principal

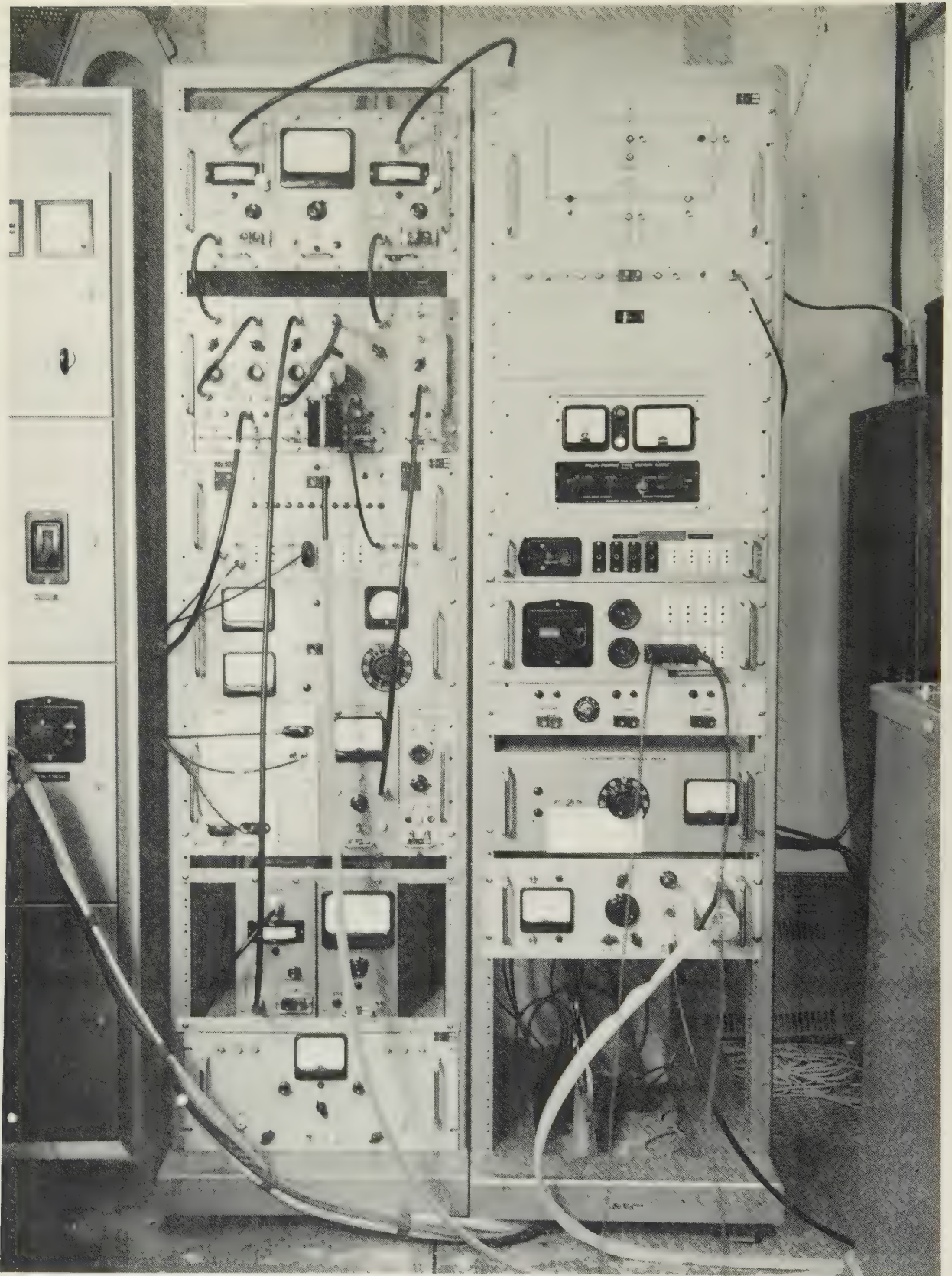


Fig. 15

Système électronique de commande et d'automatisme

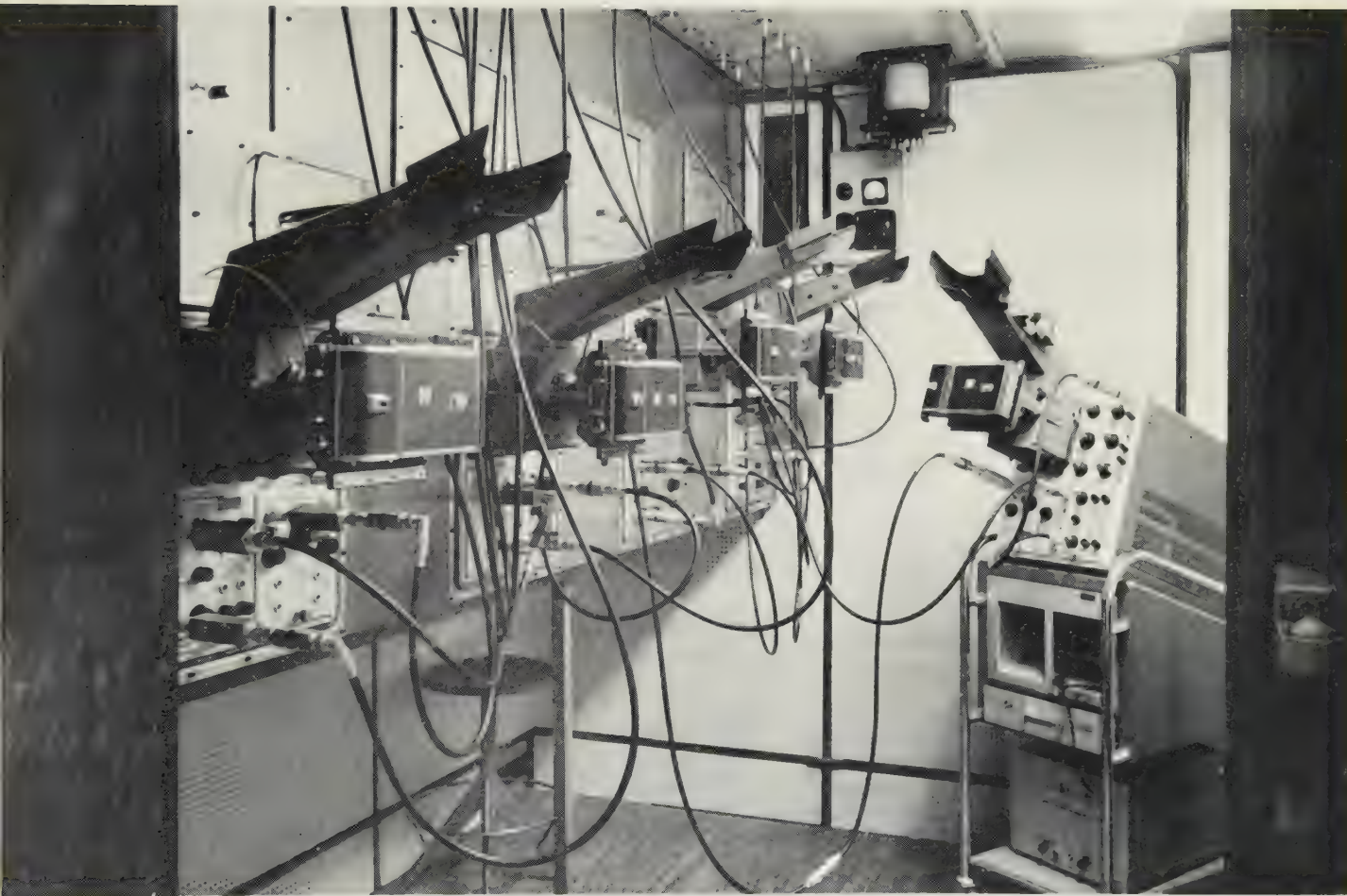


Fig. 16

Intérieur de la cage de Faraday

principal équivalent à 10 grammes d'explosif brisant, et cette énergie dépensée dans un défaut peut faire des dégâts considérables), la lutte contre les parasites créés par les décharges successives des différents bancs de condensateurs (la machine en comporte 5) a été un de nos soucis dominants. Par exemple, l'enregistrement de signaux de l'ordre de 10^{-1} volt (Figure 22) par une sonde magnétique fixée à l'électrode haute tension (40 Kv, 125 KHz) de la chambre d'expérience et plongée dans le plasma qui conduit un courant de 600 Kamp., a nécessité l'emploi de procédés assez élaborés.

c) Méthodes de diagnostic.

α) Mesures électriques - Elles sont de quatre sortes:

- enregistrement oscillographique de la différence de potentiel U aux bornes de la chambre mesurée par un diviseur de tension rapide;

- enregistrement du courant total I dans la décharge obtenu en intégrant le signal fourni par une bobine de Rogowski rapide;

- enregistrement du champ magnétique azimuthal B_{θ} donné par l'intégration des signaux de 8 sondes magnétiques rapides situées toutes le long du même diamètre, à des rayons de 3, 7,6, 12,2 et 18,5 cm; le diamètre extérieur du tube de quartz protégeant les sondes est 0,3 cm; ces sondes mesurent le champ magnétique à quelques millimètres seulement en dessous de l'électrode supérieure; il a été impossible de les introduire plus profondément dans la décharge sans qu'au moins les sondes centrales soient détruites à chaque coup;

- enregistrement du champ magnétique axial B_z obtenu en intégrant le signal d'une autre sonde rapide située sur l'axe à 1 cm environ au-dessus de l'électrode inférieure; cette sonde doit

être protégée mécaniquement contre les chocs considérables qu'elle subit durant le pinch; après quelques tâtonnements, on a pu réaliser une protection mécanique (diamètre extérieur 0,45 cm) efficace sans perturber la mesure de B_z ; cette sonde était retirée lorsque des mesures optiques, ou de rayon-X, ou de neutrons, étaient en cours.

β) Diagnostics optiques - Une machine cinématographique S.T.L. ultra-rapide à convertisseur d'image est utilisée pour prendre des photographies radiales de la région centrale de la chambre d'expérience; le temps d'exposition peut descendre jusqu'à 5 nanosecondes, le délai entre deux photographies successives jusqu'à 50 nanosecondes.

Par ailleurs, une cellule de Kerr (temps d'exposition 50 nanosecondes) prend des photographies axiales à travers une fente grillagée ménagée dans une des électrodes.

γ) Mesures de rayons-X

- Une "pin-hole camera" à rayons-X mous, opérant dans le vide, donne une photographie intégrale de la région centrale de la décharge, observée radialement à travers une fenêtre mince (7 microns) d'aluminium.

- Un scintillateur de Na.I activé au thallium, couplé à un photomultiplicateur à gain élevé, permet de résoudre dans le temps l'impulsion de rayons-X; un conduit de vide relie la chambre d'expérience au scintillateur, et divers écrans de béryllium et de cuivre peuvent être interposés pour évaluer le spectre d'énergie des rayons-X.

δ) Mesures des neutrons

- Un compteur de Geiger abrité dans un château de fer mesure a posteriori l'activation par les neutrons d'une feuille d'in

dium disposée à l'intérieur d'un bloc de paraffine situé au voisinage de l'expérience; la faible sensibilité de cette méthode permet d'enregistrer seulement les impulsions supérieures à $5 \cdot 10^6$ neutrons (supposés émis d'une façon isotrope).

- Un scintillateur plastique rapide (temps de réponse 5 nsec), couplé à un photomultiplicateur à gain élevé, est disposé dans le plan médian de la chambre d'expérience, à l'extérieur de celle-ci. En interposant des séries d'écrans de paraffine et de plomb de différentes épaisseurs, il est possible de discriminer entre les rayons-X durs et les neutrons auxquels le scintillateur est également sensible. Nous avons choisi un arrangement dans lequel les neutrons seuls sont enregistrés; la sensibilité est telle que des impulsions de 10^5 neutrons, supposés émis d'une façon isotrope, peuvent encore être résolues dans le temps (environ 1 μ sec). La vérification de l'isotropie de l'émission des neutrons et des rayons-X n'a pas encore été entreprise.

CHAPITRE VII

INJECTION (52, 53, 54)

a) Généralités.

Comme il a été indiqué au chapitre précédent, l'injection du plasma se réalise en trois temps: on produit d'abord dans la chambre d'expérience un jet tubulaire de poudre fine, qu'on vaporise ensuite partiellement par illumination à l'aide d'une source pulsée très intense de rayons ultraviolets, et dont la vaporisation et l'ionisation totales sont achevées par le passage du courant issu du banc de condensateurs principal.

α) Afin d'avoir une bonne uniformité du jet de poudre et un contrôle précis de sa densité, on a été amené à mettre au point un procédé d'injection électrostatique, utilisant une "diode à macroparticules". Dans une telle diode, lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes planes et parallèles dont une est couverte d'une couche épaisse de poudre conductrice, un courant traverse le système, transporté par les grains qui sont chargés lors de leur contact avec une électrode et accélérés ensuite par le champ électrique interélectrodes. En régime permanent, le courant est limité par la charge d'espace. En pratiquant une fente dans l'une des électrodes on peut extraire un faisceau parallèle de grains, la densité et la vitesse du faisceau dépendant du diamètre et de la densité des grains, de la tension d'accélération et de la distance interélectrodes. La théorie et l'expérience, décrites au paragraphe b ci-dessous, ont montré que des faisceaux de grains de Li.Al.H_4 de densité appropriée à notre expérience de pinch tubulaire peuvent être produits de cette manière pour des

valeurs raisonnables des différents paramètres: diamètre des grains de l'ordre de 10 microns, distance interélectrodes 2 cm, tension de l'ordre de 30 Kv. Le profil des électrodes est tel que les grains sont confinés et ne peuvent s'échapper par les côtés.

Une représentation schématique de la diode annulaire, injectant dans la chambre expérimentale du pinch à travers un diaphragme de collimation, est fournie par la Figure 11 bis.

β) L'éclairement violent du rideau de poudre par une source de rayons ultra-violets (appelée le "flash" sur les Figures 11 et 11 bis) décompose partiellement les grains, qui émettent de l'hydrogène. Comme l'énergie de liaison d'une molécule de LiAlH_4 est de 0,5 ev, et comme on doit produire autour du jet une densité de gaz de l'ordre de $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ($p \simeq 10^{-2} \text{ mm Hg}$) pour que la troisième phase de l'injection, le "breakdown", puisse se produire, on voit que cette troisième phase pourra commencer lorsque le rayonnement aura communiqué au faisceau de poudre (remplissant un volume d'environ 400 cm^3) une énergie de l'ordre de $2 \cdot 10^{16} \text{ ev}$ c'est-à-dire de $3 \cdot 10^{-3} \text{ joule}$. Le flash qui a été réalisé permet de fournir cette énergie en 4 microsecondes environ, comme on peut le voir sur les oscillogrammes de courant du chapitre VIII où le balayage de temps est déclenché par le signal de départ du flash. Ce temps est suffisamment bref pour que les premières molécules gazeuses libérées n'aient pas eu la possibilité de parcourir plus de quelques millimètres; la couche de gaz ainsi formée est donc géométriquement sensiblement identique à la couche de poudre initiale. Des détails sur cette phase de l'injection peuvent être trouvés dans un article de Haegi (53).

γ) Lorsqu'une densité gazeuse d'environ $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ est réalisée au voisinage du jet, le courant principal, issu du banc de condensateurs préalablement connecté aux électrodes de la chambre

d'expérience, commence à passer. Les grains solides se trouvent alors immergés dans une couche de plasma dont la densité va croissant grâce à la vaporisation progressive des grains. Par ailleurs, la pression magnétique associée au courant tend à éjecter la couche de plasma. Il est évident qu'une incorporation totale des grains au plasma sera obtenue seulement si le temps de vaporisation et de ionisation est inférieur au temps que met la couche de plasma pour parcourir une distance égale à sa propre épaisseur, c'est-à-dire in férieur à 1 μ sec environ dans le cas de notre expérience. Une théorie approximative, esquissée au paragraphe c, montre qu'une telle absorption des grains par le plasma est probable. Les observations expérimentales sont décrites au chapitre VIII.

b) Diode à macroparticules.

L'étude détaillée du mécanisme de limitation du courant par la charge d'espace dans les diodes classiques (55) a permis de porter les diodes et les canons à électrons ou à ions à un haut de gré de perfection. Au contraire, les diodes dans lesquelles le cou rant est transporté non pas par des électrons mais par de petites particules solides, n'ont pas été étudiées théoriquement jusqu'à ce jour, bien qu'elles semblent présenter un intérêt notable, en particulier dans les recherches spatiales, soit pour l'injection dans les simulateurs de météores (30), soit pour la propulsion électrique (56).

$\alphaThéorie. Soient deux plaques conductrices parallèles infinies, portées aux potentiels $+\frac{VA}{2}$ et $-\frac{VA}{2}$ respectivement, ayant les propriétés suivantes: (a) chaque plaque peut émettre à tout instant avec une vitesse initiale nulle un nombre illimité de sphères conductrices électriquement neutres de rayon r , masse m et densité ρ ; (b) chaque plaque absorbe toutes les particules qui la frappent.$

Si l'on néglige les forces de cohésion et de gravitation, le débit permanent de particules est limité par la charge d'espace, chaque particule quittant l'électrode où elle est née avec une charge e proportionnelle au champ E_0 sur l'électrode. En négligeant les collisions, et en affectant des indices 1 et 2 les particules ayant respectivement des vitesses positive et négative, le régime permanent est décrit par le système d'équations suivant (les notations sont évidentes):

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} m v_1^2 &= -e_1 \left(V + \frac{V_A}{2} \right) \\
 \frac{1}{2} m v_2^2 &= -e_2 \left(V - \frac{V_A}{2} \right) \\
 n_1 e_1 v_1 &= i_1 \\
 n_2 e_2 v_2 &= i_2 \\
 \frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{n_1 e_1 + n_2 e_2}{\epsilon_0} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{7-1}$$

Par raison de symétrie: $-e_1 = +e_2 = e$ et $i_1 = i_2 = -\frac{I}{2}$

Les conditions aux limites s'écrivent:

pour	$x = 0$	$V = 0$
pour	$x = \frac{d}{2}$	$V = \frac{V_A}{2}$
pour	$x = \frac{d}{2}$	$\frac{dV}{dx} = \frac{e}{\alpha \pi r^2 \epsilon_0}$

α est un coefficient sans dimension de l'ordre de l'unité, qui dépend de l'arrangement géométrique des sphères immédiatement avant leur départ de l'électrode; on le prendra égal à 1.

La solution du système (7-1) ne présente pas de difficultés. Les étapes du calcul sont indiquées dans la référence (52); le résultat est une relation entre I et e :

$$\frac{m^{1/4} d I^{1/2}}{\epsilon_0^{1/2} V_A^{3/4} e^{1/4}} = \int_0^1 \frac{dy}{\left[\left(2^{1/2} + \epsilon_0^{-1} m^{-1/2} \pi^2 r^{-4} V_A^{-1/2} e^{5/2} I^{-1} \right) - (1+y)^{1/2} - (1-y)^{1/2} \right]^{1/2}} \quad (7-2)$$

On voit que, à toute valeur de e comprise entre 0 et $\frac{V_A}{d} \cdot \pi r^2 \cdot \epsilon_0$ correspond un régime permanent possible avec sa propre valeur de I . La relation $I(e)$ fournie par la formule (7-2) est représentée Figure 17. Cette ambiguïté est caractéristique des

problèmes de courants limités par la charge d'espace où une équation supplémentaire, fournie par des arguments physiques (fonction de distribution des électrons émis par la cathode dans le cas de la diode classique), est toujours nécessaire pour déterminer la solution. Dans notre cas, un calcul de perturbations montre

que la seule solution stable à l'égard de petites variations de e est (e_0, I_0) correspondant au maximum de la courbe $I(e)$. Une explication élémentaire de ce résultat peut être obtenue en supposant la diode reliée à un condensateur chargé : le bon sens nous indique

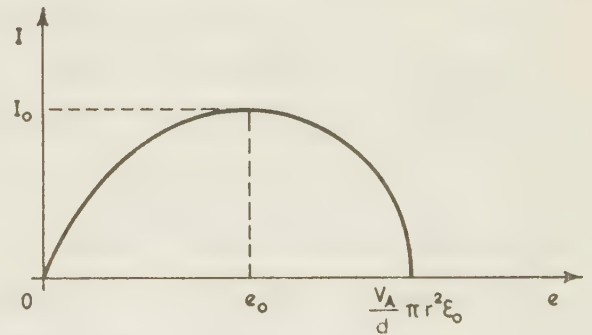


Figure 17

Variations du courant électrique I en fonction de la charge e des grains.

que, parmi tous les régimes mathématiquement possibles, la nature choisira la méthode la plus rapide pour décharger le condensateur. L'équation (7-2) doit donc être couplée à:

$$\frac{d I}{d e} = 0 \quad (7-3)$$

pour permettre de déterminer I et e . La résolution de ce système (voir référence (52)) conduit aux résultats suivants, où l'indice 0 se rapporte à l'électrode portée au potentiel $+ \frac{V_A}{2}$:

$$I = \frac{\epsilon_o^{3/2}}{(r\rho)^{1/2}} \cdot \frac{V_A^2}{d^{5/2}} \quad (7-4)$$

$$e = \lambda \cdot \pi r^2 \cdot \epsilon_o \cdot \frac{V_A}{d} \quad (7-5)$$

$$n_{10} = \left(6^{1/2} \cdot \lambda^{3/2} \cdot \pi r^2 \cdot d \right)^{-1} \quad (7-6)$$

$$v_{10} = \left(\frac{3\lambda \epsilon_o}{2 r \rho} \right)^{1/2} \cdot \frac{V_A}{d^{1/2}} \quad (7-7)$$

$$E_o = - \lambda \cdot \frac{V_A}{d} \quad (7-8)$$

λ est une constante sans dimension égale à 0,42.

L'équation (7-8) peut être comparée avec la condition aux limites bien connue:

$$E_o = 0$$

de la diode de Langmuir lorsque la cathode émet un nombre illimité d'électrons de vitesse nulle. On peut noter que, dans ce dernier

problème, la relation $E_0 = 0$ peut être obtenue aussi à partir de l'équation (7-3) que nous croyons être très généralement applicable.

L'hypothèse de conductivité infinie est valide si la conductivité "macroscopique" d'un ensemble de sphères satisfait à la relation:

$$\sigma \gg \frac{\epsilon_0^{3/2}}{2 \lambda (r \rho)^{1/2}} \cdot \frac{V_A}{d^{3/2}} \quad (7-9)$$

La démonstration peut être trouvée dans (52), ainsi que la discussion d'un modèle plus réaliste que celui des deux plaques à émissivité et capacité d'absorption illimitées qui vient d'être étudié.

β) Vérification expérimentale. Un schéma de l'appareil utilisé est représenté Figure 18. La diode elle-même est formée de deux plaques parallèles de 4x10 cm dont les bords ont un profil propre à éviter les pertes latérales. Les impulsions de haute tension (0 - 40 Kv, 0 - 0,5 sec) sont appliquées à l'électrode supérieure. L'électrode inférieure est couverte d'une couche de poudre d'environ 1 mm d'épaisseur; cette couche est stable, c'est-à-dire que les irrégularités initiales d'épaisseur disparaissent en cours de fonctionnement; une fente d'extraction de 4x0,2 cm est pratiquée au centre de l'électrode inférieure. Après passage à travers un diaphragme, le jet pénètre dans la chambre d'observations où trois sortes de mesures sont effectuées:

a) L'intensité i du courant porté par le jet est mesurée en interceptant le faisceau par une petite cage de Faraday rétractable. Cette mesure est délicate, car $i \simeq 10^{-10}$ ampère. Le cou

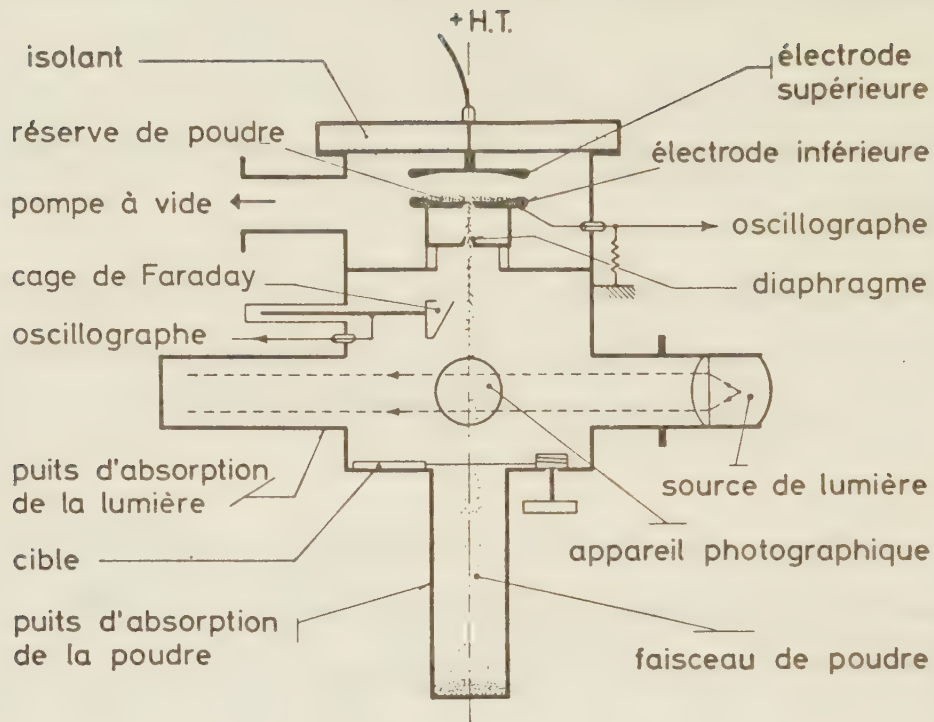


Figure 18

Schéma de la diode à macroparticules.

rant total I_D traversant la diode est aussi enregistré à partir de l'électrode inférieure qui est isolée de la masse.

b) La densité et la vitesse des grains dans le faisceau sont mesurées par photographie rapide des grains en vol.

c) Les dimensions transversales du faisceau, et le nombre total de grains transportés durant une impulsion, sont obtenus par examen microscopique a posteriori d'une cible couverte d'une substance molle et chimiquement neutre (paraffine, par exemple) que l'on peut interposer sur le passage du faisceau.

Les mesures ont été effectuées pour trois différentes poudres:

poudre	Li Al H ₄	brute, $1 < r < 50 \mu$	$(\overline{r^3})^{1/3} \approx 8 \mu$
poudre	Li Al H ₄	tamisée, $1 < r < 10 \mu$	$(\overline{r^3})^{1/3} \approx 5 \mu$
sphères de fer calibrées,		$0,5 < r < 4 \mu$	$(\overline{r^3})^{1/3} \approx 1 \mu$

La Figure 19 montre les variations du courant total I_D

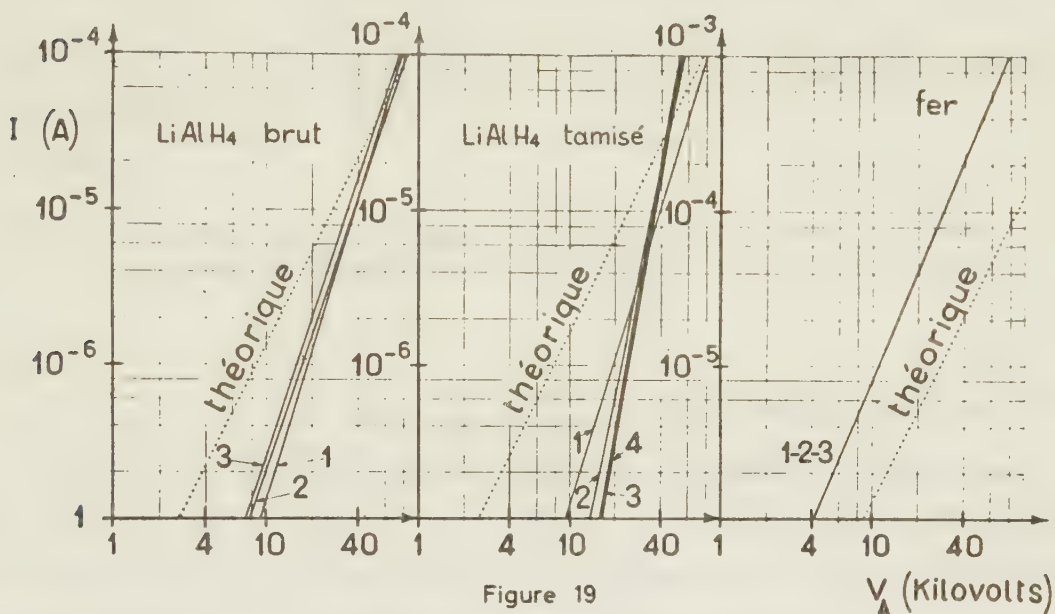


Figure 19
Courbes expérimentales (traits pleins) et théoriques (pointillés) de l'intensité totale I en fonction de la tension V_A . La distance interélectrodes $d = 1,9$ cm.

en fonction de la tension interélectrodes V_A . Les courbes portent des numéros qui indiquent l'ordre temporel suivant lequel elles ont été obtenues, ce qui donne une indication des effets de tassement. L'accord avec notre théorie simplifiée (courbes pointillées) est satisfaisant.

La densité massique du faisceau calculée à partir des mesures (b) et (c), varie considérablement avec la tension (voir Figure 20, où les conditions de fonctionnement sont celles correspondant à la courbe 4 de la Figure 19), en désaccord avec les pré

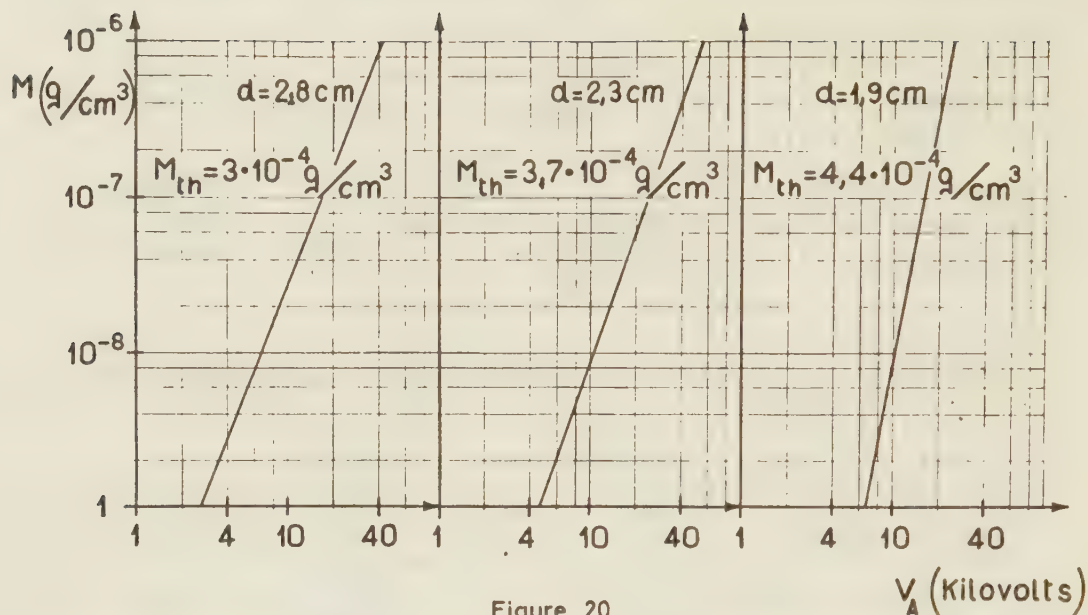


Figure 20

Densité massique du faisceau, mesurée au droit du diaphragme, en fonction de la tension V_A . La densité théorique est indiquée sur chaque courbe.

dictions théoriques.

La vitesse et la charge individuelle des grains, déterminées expérimentalement, peuvent avoir par rapport aux valeurs théoriques des différences allant jusqu'à un ordre de grandeur (52).

Les désaccords entre la théorie et l'expérience sont dus à trois motifs principaux:

notre modèle est trop simple;

le rayon des grains variant pratiquement dans de grandes proportions, la valeur du rayon moyen dépend beaucoup du type de moyenne adoptée; nous avons choisi assez arbitrairement $r = (\overline{r^3})^{1/3}$;

la conductivité de la poudre de Li Al H_4 ne satisfait pas largement le critère (7-9).

c) Vaporisation d'un granule entouré de plasma.

Considérons une sphère de rayon r et de densité ρ im

mergée dans un plasma de densité N et de température électronique T_e maxwellienne; la température ionique T_i peut être inférieure à T_e .

La vitesse thermique des ions étant beaucoup plus faible que celle des électrons, la sphère doit se porter à un potentiel négatif U pour assurer, en régime permanent, la constance de sa charge électrique. C'est le mécanisme bien connu de la sonde flottante.

Pour une sonde plane suffisamment négative la densité du courant d'ions atteignant la sonde, calculée par d'autres auteurs (57), a pour valeur:

$$j_i \simeq 0,4 \cdot e \cdot N \left(\frac{2kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (7-10)$$

où m_i est la masse d'un ion du plasma.

La densité du courant d'électrons s'évalue aisément:

$$j_e = -e N \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right)$$

où m_e est la masse de l'électron.

Lorsque la sonde est flottante, on peut déduire l'expression de son potentiel par rapport au plasma en écrivant $j_i + j_e = 0$, ce qui donne:

$$U = - \frac{kT_e}{e} \cdot \text{Log} \left(2,5 \sqrt{\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{m_i}{m_e}} \right) \quad (7-11)$$

Pour un plasma de deutérium, $\frac{m_i}{m_e} \simeq 3.600$

Si l'on pose $kT_e = eV_e$ de telle sorte que V_e soit la température électronique exprimée en électron-volt, on obtient:

$$U \simeq - 3,75 \cdot V_e \quad (7-12)$$

La sonde est entourée d'une couche négative épaisse de environ une longueur de Debye λ_D , à travers laquelle chaque ion reçoit un supplément d'énergie ($3,75 \cdot e \cdot V_e$) et chaque électron perd la même quantité d'énergie. Dans ces conditions, le flux d'énergie arrivant à la surface de la sonde est dû principalement aux ions. En négligeant les processus d'émission secondaire, la puissance reçue par unité de surface de la sonde est alors:

$$P = U \cdot j_i = 1,5 \cdot e \cdot V_e \cdot N \left(\frac{2eV_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (7-13)$$

Pour un grain sphérique dont le rayon n'est pas grand par rapport à λ_D , il y a une ambiguïté sur la surface à prendre en considération pour le calcul de la puissance totale reçue par le grain. On pourrait faire une théorie de la sonde sphérique, mais il semble raisonnable d'appliquer simplement (7-13) en prenant une surface:

$$S = 4 \pi (r + \lambda_D)^2 \quad (7-14)$$

Si μ est la masse des molécules du grain et γ l'énergie requise pour vaporiser(ou dissocier) une de ces molécules, le temps de vaporisation d'un grain est évidemment:

$$t \simeq \frac{4/3 \pi r^3 \rho}{\mu} \cdot \gamma \cdot \frac{1}{S \cdot P}$$

En insérant des valeurs numériques relatives à Li Al H_4 ($\rho = 900 \text{ Kg/m}^3$, $\frac{\gamma}{e} = 0,5 \text{ volt/mol.}$, $\mu = 7.10^{-26} \text{ Kg}$), on obtient:

$$t \simeq \frac{1,4.10^{23} \cdot r}{\left(1 + \frac{\lambda_D}{r}\right)^2 \cdot N \cdot V_e^{3/2}} \quad (7-15)$$

En remplaçant λ_D par sa valeur exprimée en fonction de N et V_e , on trouve, comme condition pour vaporiser des grains de 20 microns ($r=10^{-5}$) en moins de 10^{-6} seconde:

$$n \cdot V_e^{3/2} \cdot \left[1 + 7.10^5 \cdot \left(\frac{V_e}{n} \right)^{1/2} \right]^2 > 1,4.10^{18} \quad (7-16)$$

où n est maintenant la densité du plasma en ions/cm³.

Dans le cas de notre expérience, la densité du plasma n'est pas constante, mais varie au cours de la vaporisation de $3.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (début du passage du courant) à 3.10^{16} (densité finale requise). L'équation (7-16) nous indique que la vaporisation totale des grains se fera en moins d'une microseconde si la température électronique est supérieure à une valeur comprise entre 160 et 13 ev. On peut remarquer que, même si T_e est bien inférieur à ces valeurs, il suffit que dans un plasma non maxwellien, une faible fraction des électrons [de l'ordre de $(m_i/m_e)^{1/2}$] possède des énergies de cet ordre pour pouvoir charger les grains au potentiel calculé et satisfaire ainsi la condition (7-16). Les très hautes valeurs du rapport E/n (E est le champ électrique entre les électrodes) obtenues dans notre expérience garantissent la production d'électrons "run-away" (58,59) et rendent très plausible la vaporisation rapide observée (voir chapitre VIII).

CHAPITRE VIII

RESULTATS EXPERIMENTAUX (48)

Pour avoir une présentation homogène, les figures se rapportent toutes à des coups où le banc de condensateurs principal est chargé à 30 Kv. (l'influence de cette tension sera traitée au dernier paragraphe); le temps $t=0$ des oscillogrammes est toujours celui du déclenchement du flash U.V.

a) Tension, courant et champ magnétique azimutal B_θ .

La Figure 21 montre des oscillogrammes typiques de la tension U , du courant I , du champ B_θ au droit de deux sondes di-

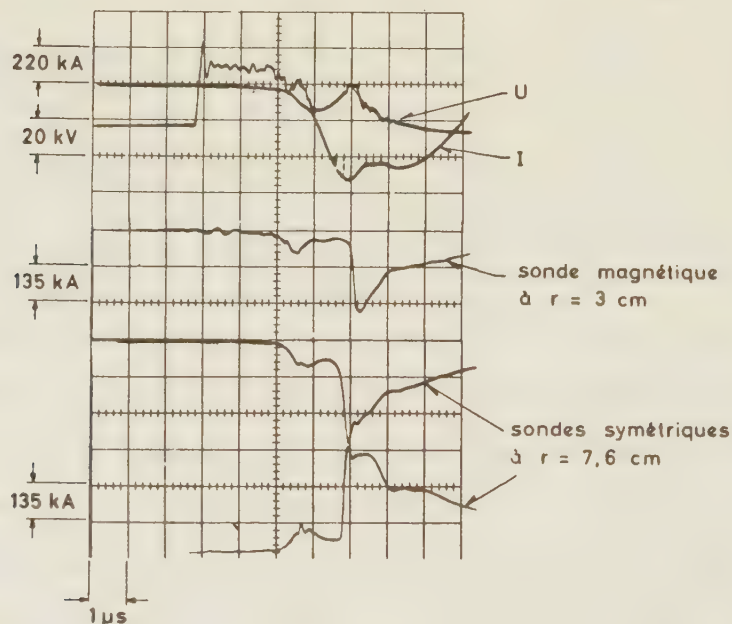


Figure 21

Oscillogrammes de la tension U aux bornes de la chambre, du courant total I , et de signaux (intégrés) venant des sondes magnétiques.

sposées symétriquement à $r=7,6$ cm, et du champ B_θ au droit de une des sondes les plus voisines de l'axe ($r=3$ cm).

Le banc principal est déclenché à $t=3$ μ sec environ. Jusqu'à 4 μ sec, aucun courant ne passe et la tension totale du banc se retrouve entre les électrodes de la chambre (les petites ondulations de l'oscillogramme de tension sont dues aux oscillations excitées dans le circuit L C constitué par la capacité des plaques du collecteur et par l'inductance des câbles reliant ce connecteur à l'éclateur). Entre 4 et 5,2 μ sec, un petit courant résistif (environ 10^4 A.) est détecté: la volatilisation et l'ionisation de la poudre sont en cours: aucun mouvement n'est enregistré par les sondes. Entre 5,2 et 5,9 μ sec, un pinch très rapide, que nous appellerons le "prépinch", implose et se détend. A 5,9 μ sec, une seconde couche de courant commence à se mouvoir vers l'intérieur, comprimant le champ magnétique résiduel trappé entre sa frontière interne et les restes du prépinch. Le pinch principal se produit à 8 μ sec (c'est-à-dire environ 3 μ sec après le "breakdown"), ainsi qu'il sera montré par la suite.

On observe habituellement une bonne symétrie de l'ensemble du processus, comme l'indiquent les signaux des deux sondes à 7,6 cm.

A partir d'un tel ensemble d'oscillogrammes (comprenant les signaux des autres sondes B_θ non représentés ici), on peut déduire: la dynamique du pinch, c'est-à-dire la courbe $r(t)$ (Figure 21 bis); la puissance (U.I) injectée dans la chambre d'expérience, en fonction du temps (Figure 21 bis); la distribution spatiale du courant dans la décharge, à différents instants (Figure 21 ter); l'épaisseur de la couche de courant lors de son passage au droit des sondes.

Le rayon est calculé à partir de l'inductance:

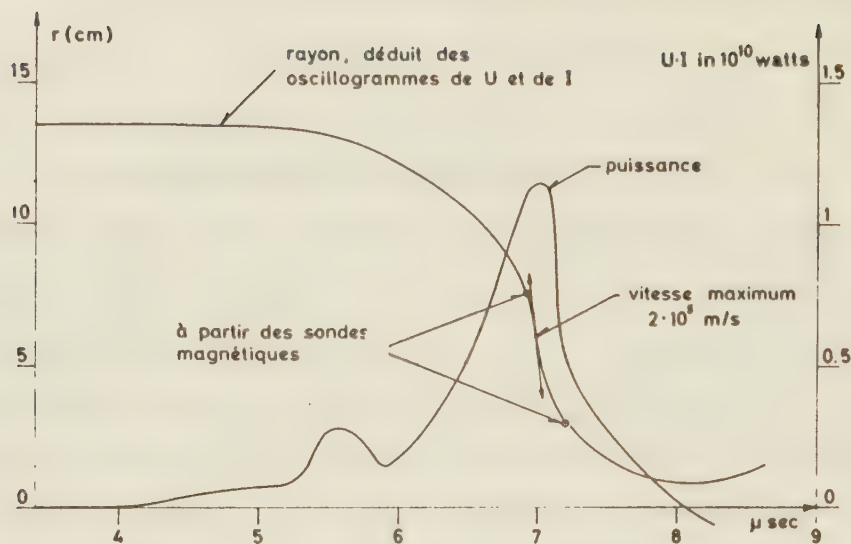


Figure 21 bis

Rayon extérieur du plasma et puissance injectée dans la chambre d'expérience déduits des oscillogrammes de U et de I

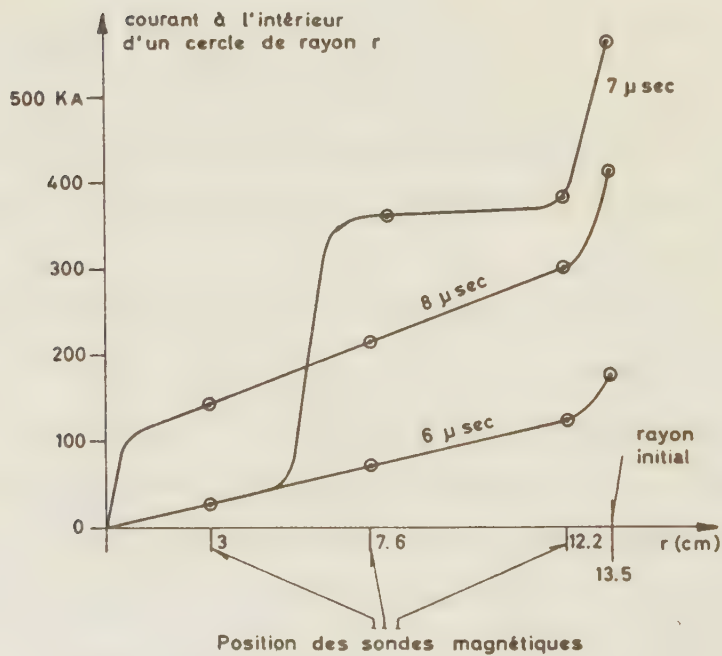


Figure 21 ter

Distribution spatiale du courant

$$L_t = \frac{\int_{t_1}^t U \cdot dt - L_{t_1} \cdot I_{t_1}}{I_t}$$

négligeant la résistance de la décharge, ce qui est légitime. Une incertitude prend naissance lors du passage de L à r ; il est évident que, pour r donné, L dépend de la distribution du courant à l'intérieur de r . Des deux modèles simples, courants purement superficiels, ou courants distribués uniformément à l'intérieur de r , une étude de la Figure 21 ter fait choisir le second. La Figure 21 bis a été obtenue dans ces conditions; la correspondance excellente avec le temps de passage de la couche de courant au droit des sondes, comme indiqué sur la figure, confirme que notre modèle est satisfaisant durant une grande fraction du temps de contraction. Au moment du pinch principal ($8 \mu\text{sec}$), le rayon (1 cm) calculé à partir de ce modèle est clairement trop grand, puisqu'à cet instant seulement 25% du courant passe dans le pinch. On peut donc conclure que le pinch principal se produit à $8 \mu\text{sec}$, qu'il a un rayon inférieur à 1 cm , et qu'il conserve ce rayon pendant $1 \mu\text{sec}$ environ. Par ailleurs, la vitesse de la couche périphérique de plasma dense a un maximum égal à $2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ à $t=7 \mu\text{sec}$.

Passons maintenant à une analyse rapide de la répartition des énergies aux différents temps, déduite de la Figure 21 bis:

α) de 4 à $5,3 \mu\text{sec}$, $\int U \cdot I \cdot dt = 0,65 \text{ Kjoule}$. L'énergie magnétique $\frac{1}{2} L I^2$ est négligeable et l'énergie cinétique est nulle. Toute l'énergie est dépensée en vaporisation, ionisation et rayonnement.

β) de $5,3$ à $5,9 \mu\text{sec}$, $\int U \cdot I \cdot dt = 1,35 \text{ Kj}$. A $5,9 \mu\text{sec}$, l'énergie magnétique dans la chambre est 300 j . Un kilojoule est donc dépensé en vaporisation et ionisation, énergie cinétique du

prépinch, et rayonnement. La vitesse moyenne du prépinch étant $2,25 \cdot 10^7$ cm/sec, sa vitesse finale est évaluée être de l'ordre de 10^8 cm/sec, de telle sorte que l'énergie cinétique de chaque ion d'hydrogène est 5 Kev. Une limite supérieure du nombre total des ions dans le prépinch est donc 10^{18} ; ce nombre peut être considérablement plus faible, si l'énergie cinétique du prépinch est nettement inférieure à 1 Kj.

γ) de 5,9 à 8 μ sec, $\int U.I. dt = 10$ Kj. A 8 μ sec, l'énergie magnétique dans la chambre est 3 Kj. On peut évaluer la masse du pinch principal en analysant la situation à $t=7 \mu$ sec, où la vitesse est maximum ($2 \cdot 10^7$ cm/sec). De 5,9 à 7 μ sec, $\int U.I. dt=6,3$ Kj, et $\frac{1}{2} L I^2=3,3$ Kj à $t=7 \mu$ sec. Si l'on néglige les énergies perdues en vaporisation et rayonnement durant cette période, ce qui semble raisonnable, l'énergie cinétique de la couche externe est 3,3 Kj à $t = 7 \mu$ sec. Si l'abondance relative de Li, Al et H est la même que dans la poudre initiale, la masse moyenne des ions est 6,3 fois la masse d'un proton et l'énergie cinétique de l'ion "moyen" est 1,3 Kev à 7 μ sec. Le nombre total des ions dans la couche externe est donc $1,6 \cdot 10^{19}$.

L'épaisseur de la couche de courant, déduite du temps de montée des signaux des sondes, décroît au cours de la compression. Elle est d'environ 2 cm à $r = 7,6$ cm et de 0,8 cm à $r = 3$ cm. Il semble que, immédiatement derrière cette couche, il existerait une mince couche de courant inverse (voir les signaux des sondes à 7,6 cm), phénomène qui a déjà été observé par d'autres auteurs dans les canons à plasma rectilignes. La décroissance ultérieure du courant, approximativement exponentielle, pourrait être due à un amortissement L/R de l'énergie magnétique trappée entre la couche externe et le plasma qui est encore en voie de formation sur les restes de la couche de poudre subsistant au rayon d'injection (voir

Figure 21 ter), ou pourrait résulter d'une distorsion du signal des sondes engendrée par les courants circulant dans une couche de plasma blindant localement les-dites sondes.

b) Champ magnétique axial B_z

La Figure 22 reproduit un oscillogramme montrant la compression d'un champ initial de 150 gauss. Par comparaison avec les

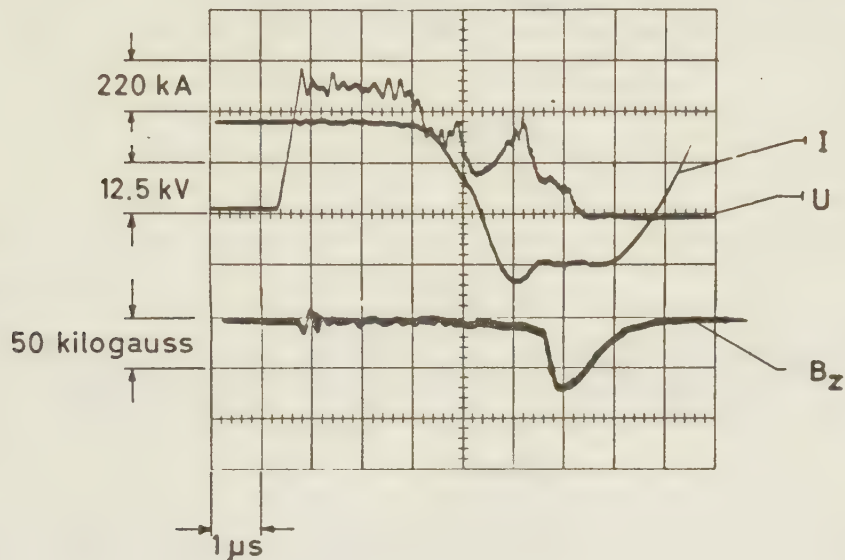


Figure 22

Compression d'un champ magnétique axial.

oscillogrammes de courant et de tension, on voit que, à la fin de la période de prépinch ($5,2 \mu\text{sec}$), le champ atteint une valeur de quelques kilogauss et reste ensuite approximativement constant jusqu'au moment où il est comprimé violemment par la couche externe dense, atteignant une valeur de 60 kilogauss à $7 \mu\text{sec}$ lorsque se produit le pinch principal. L'impulsion de B_z est large de $1 \mu\text{sec}$, c'est-à-dire dure autant que le pinch principal (voir Figure 21 bis). En faisant l'hypothèse que le flux magnétique est intégralement trappé à l'intérieur de la couche dense, on peut cal-

culer le rayon intérieur de cette couche au moment du pinch par:

$$\left(\frac{r_{\min.}}{r_o} \right)^2 = \frac{(B_z)_o}{(B_z)_{\max.}}$$

Des valeurs typiques de $(B_z)_{\max.}$ et de $r_{\min.}$ sont indiquées dans la table 1 pour trois valeurs de $(B_z)_o$.

TABLE 1

$(B_z)_o$	$(B_z)_{\max.}$	$(r)_{\min.}$
150 gauss	$60 \cdot 10^3$ gauss	0,68 cm
500 gauss	$47,5 \cdot 10^3$ gauss	1,4 cm
750 gauss	$30 \cdot 10^3$ gauss	2,1 cm

On peut remarquer que, pour des champ initiaux faibles qui ne devraient pas trop perturber la dynamique de la couche dense, on trouve des rayons de l'ordre de 0,5 cm. Le fait que la mesure de B_z soit faite au voisinage d'une électrode (à 1 cm) et indique peut-être une valeur trop basse sera discuté au chapitre IX.

c) Rayons-X.

α) La trace inférieure de la Figure 23 montre un enregi-

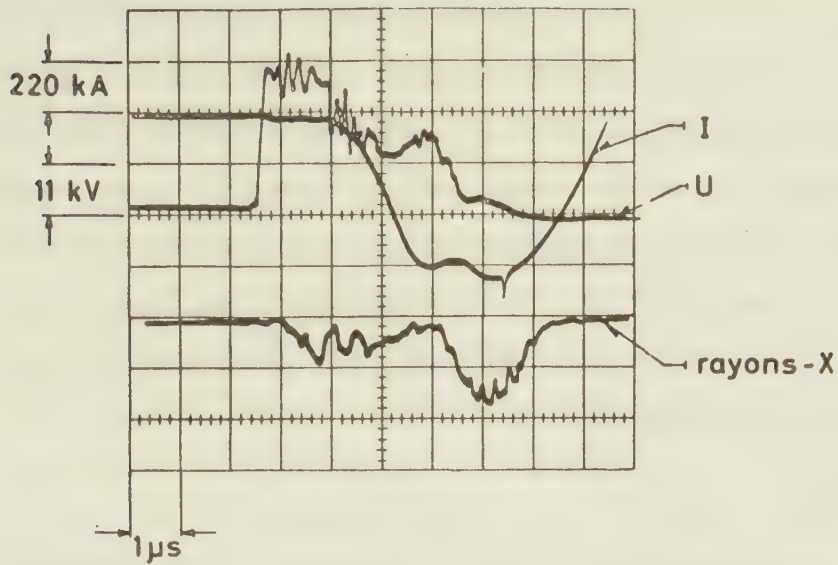


Figure 23

Rayons-X observés par un compteur à scintillations
à travers une fenêtre de 0,2 mm de B_e

strement oscillographique typique des rayons-X qui ont traversé une fenêtre de béryllium de 200 microns d'épaisseur. On observe deux impulsions de rayon-X: la première de petite amplitude, durant le prépinch, ayant une décroissance lente jusqu'au moment de la seconde, nettement plus grande, qui apparaît durant le pinch principal et dure environ 1,5 μsec. Un examen plus attentif montre que, systématiquement, la seconde impulsion commence environ 0,5 μsec avant le moment de la contraction maximum (ici 6,7 μsec), et que son maximum se produit quelques dixièmes de μsec après la contraction maximum.

L'absorption par différents écrans indique que, si ces rayons-X proviennent d'un plasma ayant une température électronique maxwellienne, cette température est comprise entre 800 e.v. et 5 Kev.

β) L'image produite sur le film d'une "pin-hole camera" par les rayons-X traversant une fenêtre mince d'aluminium a été analysée au microphotomètre; à partir du profil de la courbe de noircissement et de considérations géométriques, on peut calculer la forme de la source de rayons-X. On trouve que les quanta d'énergie supérieure à 800 ev. proviennent d'une zone axiale de longueur supérieure au champ de l'appareil (1,5 cm sur l'axe) et de largeur (diamètre) 0,7 cm environ.

d) Neutrons.

α) Les mesures par activation d'une feuille d'indium montrent que les meilleurs coups produisent environ $2 \cdot 10^7$ neutrons.

β) Les mesures par scintillateur montrent clairement l'existence de deux impulsions de neutrons (Figure 24): une petite (environ 10^6 neutrons), de durée inférieure à $0,5 \mu\text{sec}$, durant le pré-

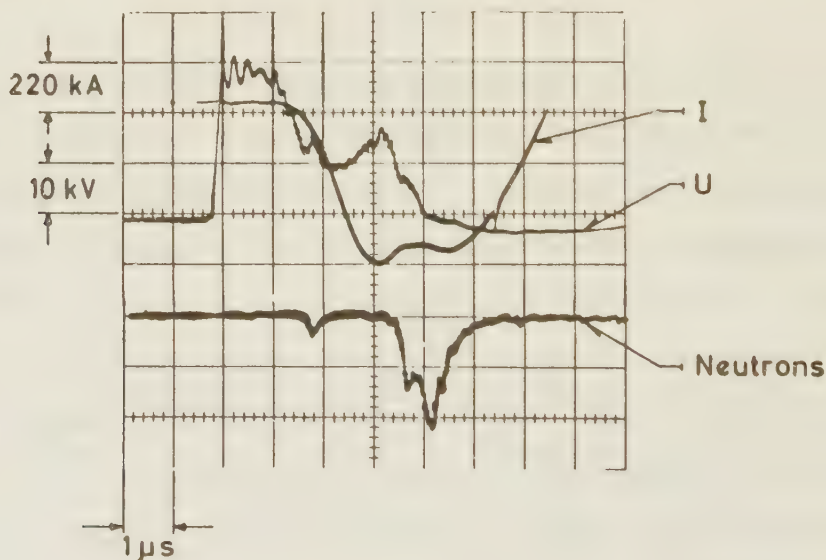


Figure 24

Neutrons mesurés par un compteur à scintillations organique .

Nombre total de neutrons : $2 \cdot 10^7$

pinch, et une beaucoup plus grande (environ 10^7 neutrons) indiquant une émission de neutrons assez constante pendant environ 1 μ sec et se produisant exactement durant le temps d'existence du pinch principal.

En présence d'un champ magnétique axiale $(B_z)_0$, même de faible intensité (25 gauss), l'émission de neutrons durant le pré-pinch disparaît. Le même phénomène a été observé par d'autres auteurs (60) dans des conditions similaires. Par contre, l'impulsion principale de neutrons, se produisant au moment du pinch, est insensible à $(B_z)_0$, au moins jusqu'à des champs de 150 gauss; les mesures n'ont pas été poursuivies pour des champs initiaux plus intenses.

Dans certains cas, les oscillogrammes de U et I , comme les signaux des sondes magnétiques B_θ , indiquent l'existence de deux couches denses, arrivant sur l'axe l'une après l'autre à environ 0,5 μ sec d'intervalle. L'impulsion principale de neutrons possède alors un double pic dont les maxima se produisent exactement aux moments des deux pinch.

e) Photographie rapide.

α) La Figure 25 est une photographie axiale, faite à la cellule de Kerr (temps d'exposition: 50 nsec), de la couche dense en vol prise à un instant qui, pour le coup typique qui sera discuté au paragraphe f, serait 6,7 μ sec. L'accord avec la courbe $r(t)$ déduite des oscillogrammes de courant et de tension (Figure 27) est très satisfaisant. On voit sur la photographie un front lumineux symétrique bien défini épais de 1 cm environ, suivi extérieurement par une luminosité diffuse: la luminosité a donc une répartition spatiale assez semblable à celle de la densité de courant observée par les sondes magnétiques.

β) La Figure 26 montre deux photographies de la région

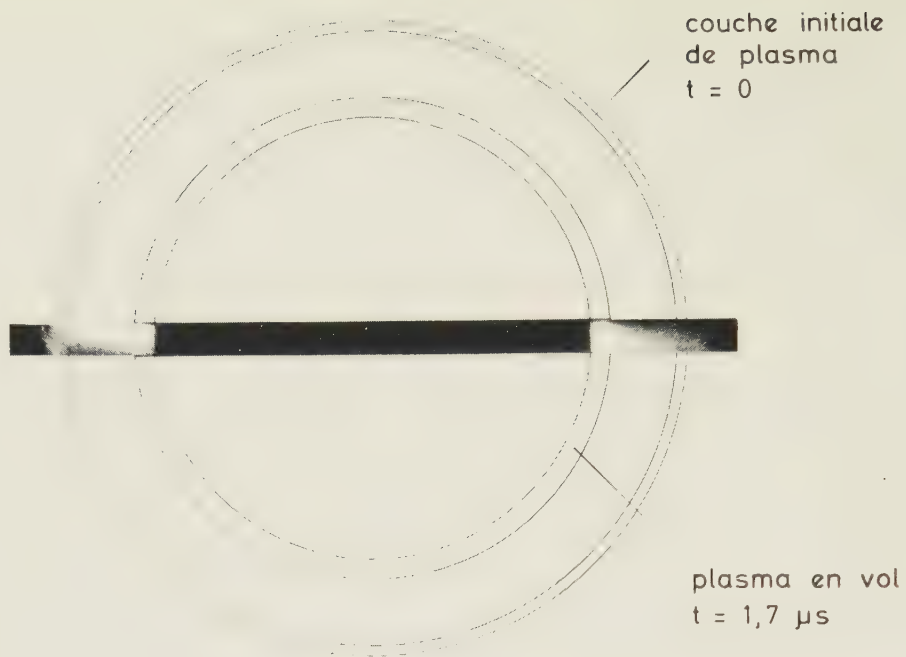
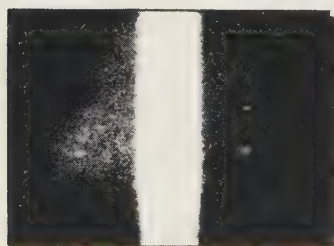


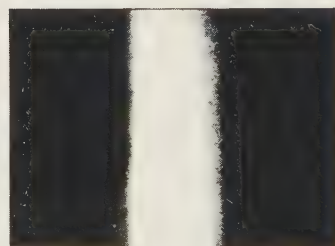
Figure 25

Photographie, prise à la cellule de Kerr, de l'implosion
du plasma tubulaire, vue par-dessous.



réflexion de l'onde
de choc sur l'axe

$t = 6,9 \mu s$



pinch principal

$t = 8 \mu s$

1 cm

Figure 26

Photographies prises au convertisseur d'images,
temps d'exposition : 20 nsec.

centrale, prises radialement avec une camera S.T.L. aux instants 6,9 et 8 μ sec respectivement, le temps étant celui du coup typique du paragraphe f.

La seconde photographie est clairement celle du pinch principal, en excellent agrément temporel avec le résultat déduit des mesures électriques (Figure 27); le diamètre optique de ce pinch est de 0,9 cm, valeur que l'on doit comparer à l'évaluation par excès faite à partir de la Figure 21 bis (2 cm). Ce pinch principal est quelquefois affecté d'une instabilité en "kink" très marquée.

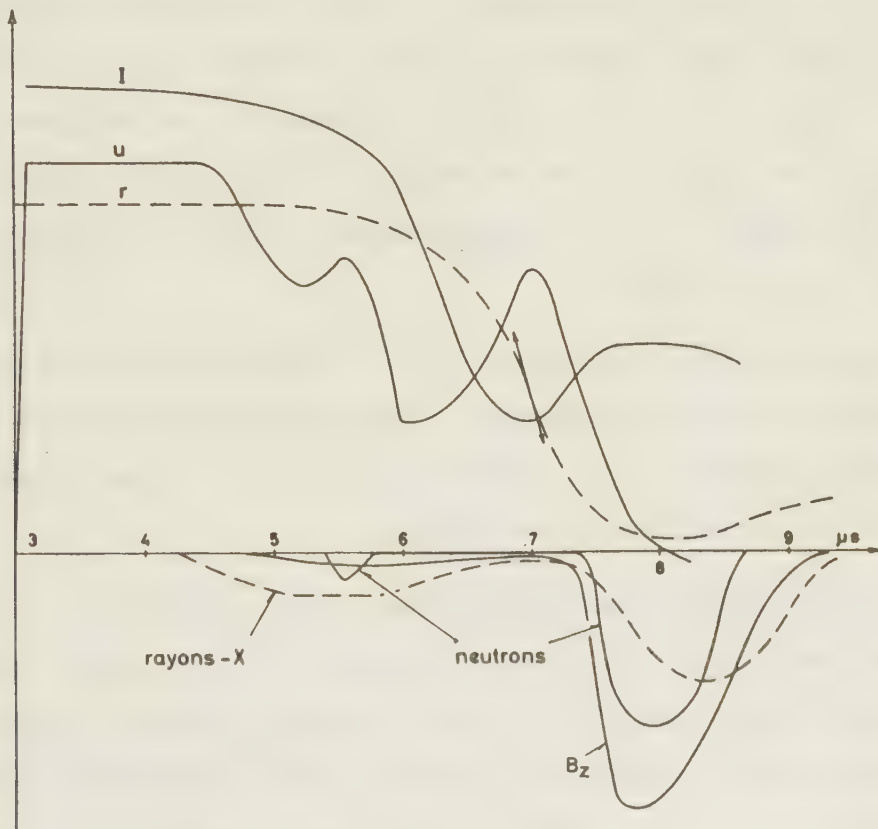


Figure 27

Allure typique des variations des différents paramètres au cours de la décharge.

La première photographie, obtenue systématiquement 0,1 μ sec avant l'instant où la vitesse de la couche dense est maximum, et dont la luminosité persiste seulement un bref instant (0,1 μ sec), est d'une interprétation plus délicate. Elle sera discutée au chapitre IX.

Jusqu'à présent, nous n'avons pas pris de photographies du prépinch en raison de limitations techniques d'importance secondaire.

f) Remarques générales.

α) Comme l'instant du "breakdown", qui est vraiment l'origine des temps ayant un sens physique, varie légèrement d'un coup à l'autre sur les oscillogrammes, il est intéressant de ramener les observations à une échelle de temps unique, comme indiqué sur la Figure 27 qui sera utilisée pour la discussion du prochain chapitre (on doit se rappeler en examinant cette figure que la compression d'un champ B_z est incompatible avec l'émission de neutrons durant le prépinch).

β) Dans cette expérience, la reproductibilité de tous les résultats est satisfaisante. L'injection correcte de la poudre et l'éclairement symétrique par le flash ont été les deux conditions les plus difficiles à réaliser.

γ) La plupart des expériences ont été faites à 30 KV, nettement en dessous de la tension limite de notre banc de condensateurs (40 KV). Des séries ont été faites à 25 et à 35 KV, mesurant uniquement la tension, le courant, les signaux des sondes B_θ et les neutrons: il n'y a pas de différence qualitative par rapport à 30 KV. Le pinch est moins prononcé à 25 KV, et au contraire semble avoir un diamètre plus faible à 35 KV; le dépouillement complet des résultats n'est pas achevé. En ce qui concerne la production de neutrons; les valeurs moyennes de 20 coups sont indiquées

dans la table 2:

TABLE 2

Tension du banc (Kvolts)	25	30	35
Nombre total de neutrons (unités arbitraires)	13	70	100

CHAPITRE IX

DISCUSSION DES RESULTATS (48)

a) Modèle proposé.

Pour expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux, il semble raisonnable de recourir à un modèle faisant intervenir deux pinch: le premier est le "prépinch", relativement similaire à un "Z-pinch" classique très rapide, et le second est produit par la contraction ultérieure d'une couche tubulaire dense.

L'évolution du rayon de ces deux pinch en fonction du temps est schématisée Figure 28. En réalité, la région comprise

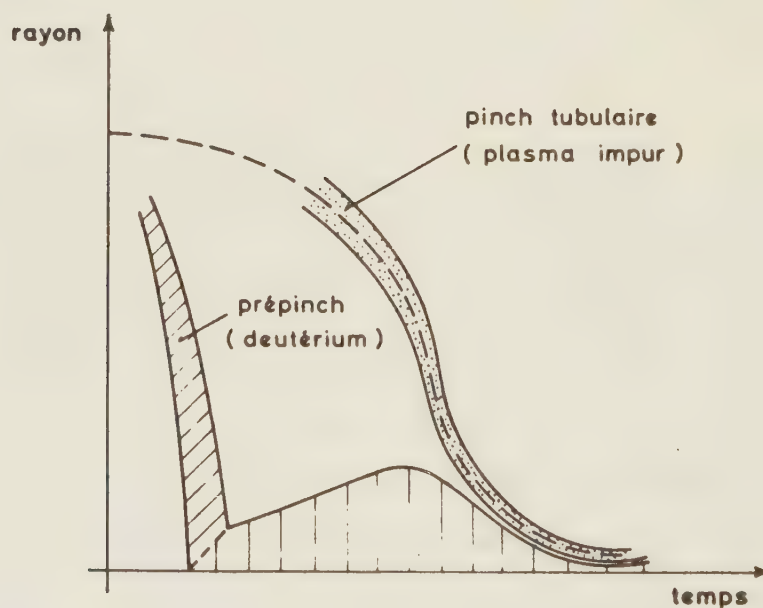


Figure 28

Allure schématique des mouvements du plasma
au cours de la contraction.

entre la couche externe et la colonne centrale n'est pas totalement dépourvue de plasma; de plus, un certain flux magnétique azimutal [et axial si $(B_z)_0 \neq 0$] y est trappé. Ce milieu intermédiaire est donc capable de propager des ondes de pression; en particulier l'interaction, à travers ce milieu, du prépinch en voie d'expansion et de la couche externe se dirigeant vers l'axe, produit en même temps un ralentissement de la couche externe et une recompression du prépinch. Ces deux effets sont clairement observés: a) la vitesse maximum de la couche externe (2.10^5 m/sec) est atteinte à mi-rayon (Figure 21 bis), alors qu'en l'absence de milieu interne elle devrait continuer à croître jusqu'à l'instant de compression maximum; b) l'onde de choc convergente engendrée dans le plasma du prépinch produit lorsqu'elle arrive sur l'axe une forte luminosité de très brève durée (Fig.26). L'origine commune des deux phénomènes a et b explique leur corrélation temporelle: la luminosité axiale due à l'onde de choc se produit systématiquement 0,1 μ sec avant que la vitesse de la couche externe n'atteigne son maximum.

Au cours de ce chapitre, on se propose de déterminer, à partir des résultats expérimentaux rapportés au chapitre précédent, les caractéristiques de l'état de compression maximum, à savoir: la densité et la température de la couche externe de plasma impur, la densité et la température de la colonne centrale de plasma de deutérium, et la durée de la compression maximum.

b) Densité de la couche externe lors du pinch principal.

La densité du plasma n'étant guère mesurable directement au moment du pinch en raison de sa valeur élevée et des faibles dimensions du plasma, on doit se contenter de l'évaluer indirectement à partir du rayon et de la hauteur (8 cm) du pinch, d'une part, et de la masse totale du pinch, d'autre part.

α) Les différentes méthodes de mesure du rayon r_{min} du

pinch (photographie rapide, inductance déduite de U et I , son des magnétiques B_θ , sonde B_z) permettent d'affirmer que, typiquement: $r_{\min} \simeq 0,5$ cm.

β) La masse totale, calculée au paragraphe (a γ) du chapitre VIII à partir de l'évaluation de l'énergie cinétique de la couche externe à l'instant où la vitesse est maximum (2.10^5 m/sec), est d'environ $1,6.10^{-4}$ gramme, correspondant à $1,6.10^{19}$ ions si le plasma a la même composition que la poudre initiale.

γ) La masse totale peut aussi être évaluée indépendamment en comparant les oscillogrammes de U et I (Figure 21) et la courbe $r(t)$ qui en est déduite (Figure 21 bis) aux courbes calculées comme il a été indiqué à la fin du paragraphe (a) du chapitre II. Plus précisément, on cherche dans la famille des courbes U , I , r à un paramètre (la masse totale du plasma tubulaire) celles qui s'ajustent le mieux aux courbes expérimentales, et on en déduit que la masse réelle est celle pour laquelle cet accord est réalisé. On doit évidemment prendre en considération seulement la portion de ces courbes antérieure au point de vitesse maximum, puisqu'après, l'influence prépondérante du milieu interne à la couche (colonne centrale et champ trappé) rend inutilisable le modèle qui a servi de base au calcul. Par ailleurs, les perturbations initiales des courbes U et I dues à la convergence du prépinch introduisent une certaine incertitude quant à l'origine des temps à prendre en considération sur les courbes expérimentales pour effectuer la confrontation avec les courbes théoriques où l'influence du prépinch est évidemment absente. On trouve néanmoins par ce procédé une confirmation satisfaisante de la masse obtenue en β : les courbes théoriques relatives à une masse totale de $2,4.10^{-4}$ g., représentées Figure 29, sont en effet voisines, sous les réserves faites précédemment, des courbes expérimentales des Figures 21 et

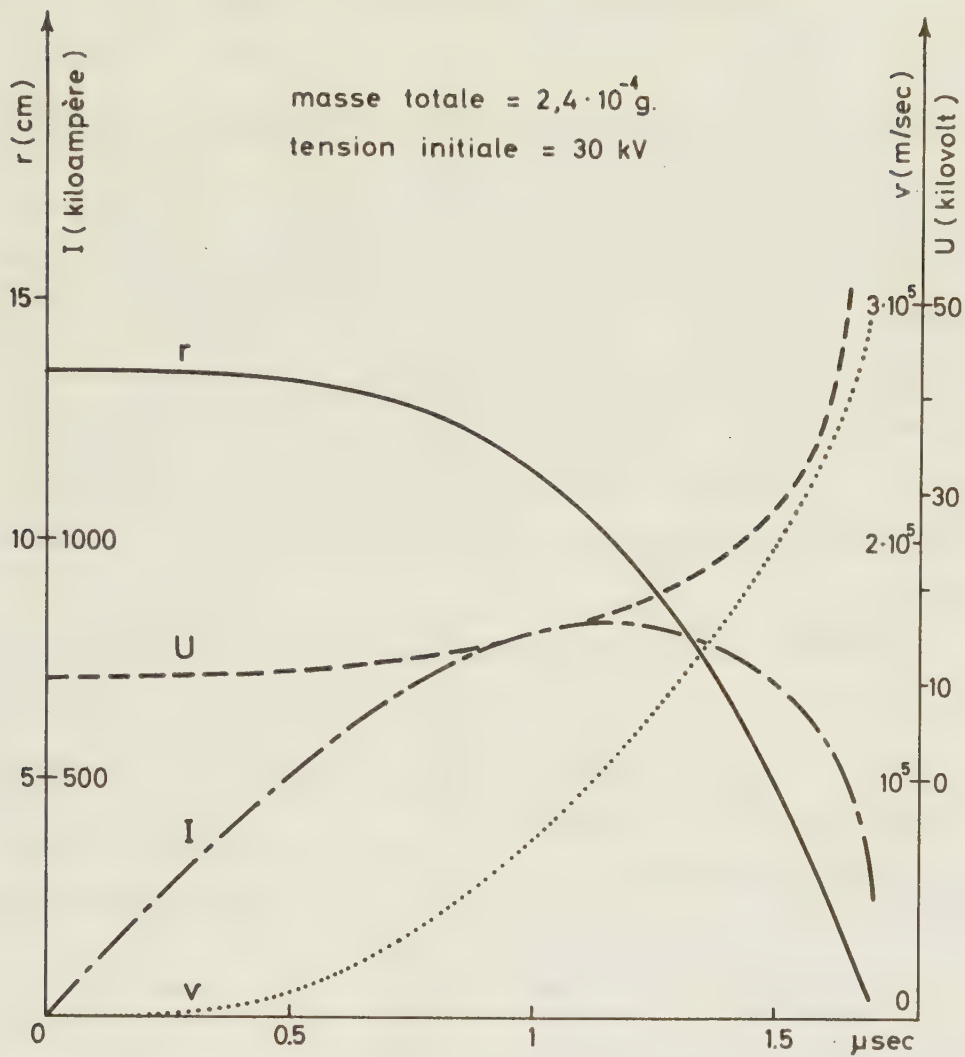


Figure 29

Courbes théoriques des variations du rayon r du plasma tubulaire, de sa vitesse v , de la tension U aux bornes de l'expérience et du courant total I .

21 bis.

6) La densité ionique finale de la couche externe, obtenue en divisant le nombre total d'ions par le volume du pinch est de l'ordre de:

$$n \simeq 3.10^{18} \text{ ions/cm}^3$$

c) Température de la couche externe lors du pinch principal.

La température pourrait être mesurée directement par spectrographie résolue dans le temps, malgré la faible durée du pinch (1 μ sec), par l'utilisation conjointe d'un spectrographe de grande ouverture et d'une "streak camera" à convertisseur d'image, telle que notre S.T.L. qui assure un gain de lumière de 50. Ces mesures n'ont pas encore été effectuées. La température est actuellement déterminée à partir d'estimations de la pression et de la densité.

La pression se déduit des observations résumées dans la table 1 du chapitre VIII relatives à la compression d'un champ axial B_z . On voit sur la Figure 30 que, lorsque B_{z0} tend vers zéro, le champ en fin de compression B_{zm} tend vers 65 kilogauss environ. Comme nos mesures de B_z sont effectuées par une sonde magnétique située à 9 mm seulement au-dessus de l'électrode inférieure, le champ mesuré est inférieur au champ obtenu dans le plan médian. Une étude de l'influence de cet effet de bout conduit à la détermination

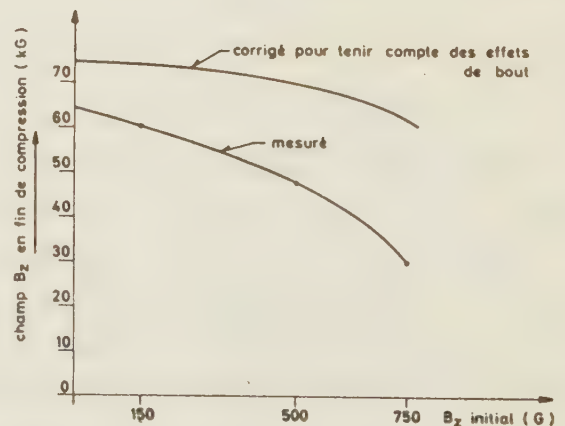


Figure 30

Variations du champ magnétique axial en fin de compression en fonction du champ initial.

d'un coefficient de correction qui permet de tracer la courbe, représentée Figure 30, du champ loin des électrodes.

La compression d'un champ magnétique axial par une couche infiniment conductrice d'énergie cinétique initiale donnée conduit à des champs finaux complètement différents selon que l'on considère le cas idéal d'une couche incompressible ou le cas réel d'une couche de compressibilité finie (même les couches solides utilisées en conjonction avec les explosifs entrent dans cette dernière catégorie). Une couche incompressible ne peut absorber aucune énergie interne; la conservation de l'énergie totale (énergies magnétique et cinétique) et la conservation du flux permettent de déterminer facilement le champ final B_{zm} en fonction du champ initial B_{zo} ; on obtient la courbe I de la Figure 31 ($B_{zm} \cdot B_{zo} = C^{te}$). Au contraire, une couche compressible absorbera en énergie interne une part de l'énergie (cinétique) initiale et on peut montrer (27) que, lors de la compression maximum, la pression P_{max} sur la face interne de la couche, égale à la pression magnétique finale, est donnée par:

$$P_{max} = \frac{B_{zm}^2}{2\mu_0} = k \rho_1 v_1^2 \quad (9-1)$$

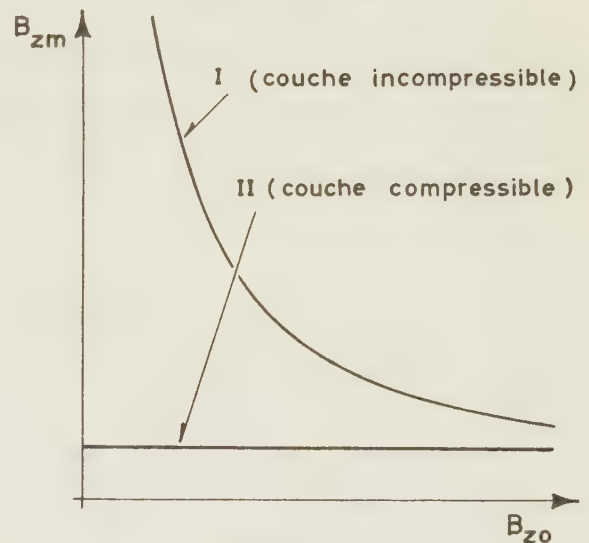


Figure 31
Compression d'un champ magnétique axial

où ρ_1 et v_1 sont les densité et vitesse initiales de la couche, où k est un coefficient numérique de l'ordre de l'unité calculable à partir de l'équation d'état de la couche, et où l'on a supposé l'épaisseur initiale de la couche supérieure au rayon intérieur final; on voit donc que B_{zm} est alors indépendant de B_{zo} , comme indiqué par la courbe II de la Figure 31. Si l'on observe

que la courbe expérimentale de la Figure 30 est elle-même très voisine d'une ligne horizontale, l'équation (9-1) permet, à partir de la mesure de $B_{zm} \simeq 75$ kgauss d'évaluer:

ρ_1 connaissant v_1 ,

$P_{\max}$, et donc la température finale, connaissant la densité finale.

En prenant comme conditions initiales de la compression l'état de la couche lorsqu'elle possède sa vitesse maximum (rayon 7 cm, épaisseur 2 cm, vitesse $2 \cdot 10^5$ m/sec), la densité ρ_1 déduite de (9-1) permet de calculer la masse totale de la couche de plasma indépendamment des évaluations indiquées aux paragraphes (b β) et (b γ) de ce chapitre; l'accord est excellent.

D'autre part, si l'on appelle T la température de la couche lors de la contraction maximum ($T_e = T_i$ en raison des fortes densités et des faibles températures réalisées), et n_i et n_e les densités de la couche au même instant, (9-1) s'écrit:

$$(n_i + n_e) k T = \frac{B_{zm}^2}{2 \mu_0}$$

En appelant α le degré d'ionisation de l'ion "moyen" (l'ion moyen a une masse de 6,3 protons et peut donc être ionisé plusieurs fois), cette équation s'écrit:

$$(\alpha + 1) T = \frac{B_{zm}^2}{2 \mu_0 n_i} = 0,66 \cdot 10^6$$

On peut en trouver assez simplement une solution approximative dans l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique, où une formule du type de celle de Saha est applicable. On arrive à:

$$\alpha \simeq 2 \quad T \simeq 2,2 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$$

L'évaluation des coefficients d'excitation, d'ionisation et de recombinaison, utilisant les résultats théoriques de Griem (61), permet de s'assurer de la validité de l'hypothèse d'équilibre.

Il est clair qu'une température aussi élevée ne pourra pas subsister longtemps dans un plasma contenant un pourcentage élevé d'ions Li et Al, et que l'énergie interne sera rapidement dissipée sous forme de rayonnement. Déjà dans la phase de décélération de la couche dense, les pertes par rayonnement jouent un rôle capital: le rapport entre l'énergie cinétique maximum de la couche et son énergie thermique en fin de compression, qui devrait être égal à l'unité en l'absence de pertes et si l'énergie communiquée au milieu interne était négligeable ($B_{zo} = 0$) peut s'écrire:

$$\frac{1/2 \bar{M} v_{\max}^2}{3/2 (\alpha+1) k T} = 14$$

où $\bar{M}$ est la masse de l'ion moyen.

On voit donc que quand la couche s'écrase sur elle-même (on montrera au paragraphe e que l'influence de la colonne centrale de plasma est négligeable dans nos expériences), la presque totalité de l'énergie accumulée sous forme cinétique pendant la phase d'accélération se trouve dissipée par le rayonnement durant la décélération.

La situation est différente lorsque la couche comprime un milieu peu dissipatif opposant une résistance suffisante, comme un champ magnétique assez intense, ou comme le serait un plasma d'hydrogène suffisamment dense. Par exemple, partant d'un champ axial initial $B_{zo} = 500$ gauss, on obtient un champ final d'environ 70 kgauss à l'intérieur d'un cercle de rayon 1,15 cm, correspondant à

une énergie magnétique de 650 joules. Comme l'énergie cinétique maximum de la couche est d'environ 3,3 kJ, le rendement ϵ défini au chapitre IV se trouve être dans ce cas de 20%.

d) Durée de la contraction maximum.

a) Considérons le mouvement d'une couche cylindrique infiniment fine comprimant un champ axial B_z . L'équation du mouvement s'obtient aisément:

$$r(t) = r_{\min} \cdot \left(1 + \frac{\pi B_{\max}^2}{m \mu_0} \cdot t^2 \right)^{1/2} \quad (\text{M.K.S.})$$

si l'origine des temps est prise à l'instant de la contraction maximum, où $r = r_{\min}$ et $B = B_{\max}$; m est la masse de la couche par unité de hauteur.

La couche aura un rayon inférieur à $\sqrt{2} \cdot r_{\min}$ pendant un temps:

$$\tau_{\text{pinch}} = \frac{2}{B_{\max}} \cdot \left(\frac{m \mu_0}{\pi} \right)^{1/2}$$

qui peut être pris comme définition de la durée du pinch.

Dans notre cas typique, $B_{\max} = 7$ et $m = 2 \cdot 10^{-6}$ kg/m, de telle sorte que:

$$\tau_{\text{pinch}} \simeq \frac{1}{4} \mu\text{sec}$$

Le temps observé est nettement supérieur (1 μsec). Néanmoins, un calcul plus détaillé fait en tenant compte de l'épaisseur finie de la couche et de sa compressibilité montre que si cette é-

paisseur est du même ordre que le rayon minimum (ce qui est effectivement réalisé), τ_{pinch} est multiplié par deux au moins. Par ailleurs, on doit remarquer que dans nos conditions expérimentales, l'influence de la pression magnétique extérieure au moment du pinch n'est pas négligeable ($B_e \simeq 50$ kGauss, et donc la pression magnétique extérieure est environ la moitié de la pression magnétique intérieure à la couche): le confinement par inertie n'est pas seul opérant. Le temps de vie de 1 μsec observé pour le pinch est donc explicable facilement.

β) Le coefficient d'amplification très élevé du champ magnétique $\left[B_{zm}/B_{zo} = 7 \cdot 10^4 / 150 \simeq 470 \right]$ et la durée de vie prolongée du champ comprimé (qui, comme on vient de le voir, n'est limitée que par l'expansion du pinch principal) sont assez surprenants, car on pourrait s'attendre à ce que des instabilités de Rayleigh-Taylor, prenant naissance sur la face interne de la couche de plasma décélérée, mélangent rapidement champ magnétique et plasma externe, comme il a été montré au chapitre II, paragraphe b. En l'absence d'autre explication, on ne peut qu'invoquer la viscosité et la résistivité élevées du plasma de la couche tubulaire froide (grâce à Li et Al, elle rayonne au fur et à mesure l'énergie qu'elle reçoit) pour justifier cet heureux état de fait.

e) Densité et température de la colonne centrale.

α) La première contraction du prépinch est accompagnée d'une émission de 10^6 neutrons durant 0,5 μsec environ; ces neutrons disparaissent en présence d'un champ magnétique axial B_z . L'analogie avec les pinch rapides classiques (62) dans le deutérium est frappante; on peut en déduire que le faisceau de poudre de Li Al D_4 se comporte, dans la phase initiale de sa volatilisation, comme une source de deutérium relativement pur, ce qui n'est pas surprenant étant donnée la faible énergie de liaison de D_4

dans les molécules considérées; on peut aussi considérer comme évidente l'origine non thermonucléaire des neutrons émis.

β) Les rayons-X et les neutrons émis pendant la microseconde que dure le pinch principal ne peuvent pas venir de la couche externe dont la température est beaucoup trop basse (20 ev). Ils doivent être produits par une colonne centrale, suffisamment chaude, de plasma de deutérium suffisamment pur.

Un champ magnétique B_θ élevé est nécessairement présent au voisinage de la frontière entre cette colonne chaude et pure et la couche froide et impure pour assurer un isolement thermique quasi-total pendant 1 μ sec (paragraphe d β du chapitre IV). Il est difficile de dire si la colonne centrale est constituée seulement par le plasma apporté par le prépinch, ou si elle a été enrichie par du deutérium qui se serait sédimenté sur la face intérieure de la couche tubulaire; sans connaître exactement son histoire, on peut néanmoins évaluer ses caractéristiques principales (températures électronique et ionique, densité, diamètre) au moment de la contraction maximum.

γ) La forme de la seconde impulsion de rayon-X (Figure 23) suggère un chauffage rapide de la colonne centrale pendant la décélération de la couche externe, suivi d'un palier de température à peu près constante durant 1 μ sec, puis d'un refroidissement rapide pendant l'accélération centrifuge de la couche après le pinch. Les études d'absorption des rayons-X par différents écrans indiquent pendant le palier une température électronique de l'ordre de 3 Kev. Les photographies aux rayons-X montrent que la zone émettrice, et donc chaude, est une colonne d'environ 3,5 mm de rayon (on se rappelle que toutes les autres mesures du rayon, qui donnent le rayon extérieur de la couche dense et froide, fournissent des valeurs comprises entre 5 et 10 mm).

δ) La température ionique peut se déterminer si l'on suppose les neutrons d'origine thermonucléaire. En effet, le taux d'émission de neutrons s'écrit:

$$\nu = \frac{1}{2} n^2 \Omega \langle \sigma v \rangle_{DD} \quad (\text{neutrons/sec}) \quad (9-2)$$

où n est la densité et Ω le volume de la colonne chaude de deutérium, de températures électronique et ionique T_e et T_i .

Durant le pinch, la pression du plasma de la colonne doit être égale à celle du plasma de la couche, elle-même égale (paragraphe c) à la pression magnétique d'un champ $B_{zm} \simeq 75 \text{ kg}$.
Donc:

$$n k T_e + n k T_i \simeq \frac{B_{zm}^2}{2 \mu_0}$$

d'où l'on tire:

$$n \simeq \frac{1,6 \cdot 10^{20}}{T_e + T_i} \quad (\text{deutons/cm}^3, \text{ ev}) \quad (9-3)$$

qui exprime n en fonction de T_i puisque T_e est connu.

Le volume Ω de la région chaude, calculé à partir du diamètre fourni par les mesures de rayons-X et d'une hauteur de 5 cm au lieu de 8, pour essayer de tenir compte des effets de bout, est d'environ 1 cm^3 . Quant au taux d'émission de neutrons, il est:

$$\nu \simeq 1,5 \cdot 10^{13} \quad (9-4)$$

puisque une décharge typique (faite à 30 Kv) produit 1 à $2 \cdot 10^7$ neutrons pendant $1 \mu\text{sec}$ environ.

En reportant (9-3) et (9-4) dans (9-2) et en remarquant que $\langle \sigma v \rangle$ est une fonction connue de T_i seul (8), on obtient une équation déterminant T_i . On trouve:

$$T_i \simeq 4 \text{ Kev}$$

La densité se déduit de (9-3):

$$n \simeq 2.10^{16} \text{ deutons/cm}^3$$

ε) Les mesures effectuées en présence d'un champ B_z ont montré que $B_{z0} < 150$ gauss ne modifie pas sensiblement la production de neutrons; on peut considérer ce fait comme une preuve assez solide de l'origine thermonucléaire des neutrons émis. En effet dans les Z-pinch rapides classiques, où les neutrons sont produits à la suite d'accéléérations locales de deutons provoquées par des instabilités (62), la présence d'un champ magnétique axial, même faible, a un effet stabilisateur suffisant pour enrayer complètement la production de neutrons. Par ailleurs, la stabilité d'un Z-pinch environné par un fluide dense conducteur (la couche externe) a été peu étudiée; néanmoins quelques résultats théoriques et expérimentaux (63), (25) suggèrent qu'un tel pinch peut être beaucoup plus stable qu'un pinch classique, dans lequel l'influence des parois conductrices se fait beaucoup moins sentir en raison de leur éloignement.

ζ) En résumé, les caractéristiques de la colonne centrale de deutérium sont les suivantes:

$$T_e \simeq T_i \simeq 3,5 \text{ kev}$$

$$n \simeq 2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{diamètre} \simeq 0,7 \text{ cm}$$

$$\text{temps de vie} \simeq 1 \mu\text{sec}$$

Il est assez surprenant de constater l'égalité des températures électronique et ionique, car le temps de relaxation pour l'égalisation de ces températures, dans nos conditions de densité, est théoriquement largement supérieur à $1 \mu\text{sec}$ si l'on tient compte seulement des collisions coulombiennes. On ne peut l'expliquer qu'en invoquant des phénomènes collectifs provoquant une interaction beaucoup plus rapide.

f) Remarques.

α) Les procédés indirects utilisés pour déterminer les paramètres de la colonne centrale et de la couche externe lors de la compression maximum peuvent conduire aisément à des conclusions erronées. Ils sont cependant caractéristiques des expériences sur les plasmas très denses, très chauds, de dimensions géométriques et de temps de vie naturellement très réduits (64, 65, 66, 67) où l'on est toujours amené à déterminer les grandeurs physiques intéressantes à partir d'un faisceau de présomptions à défaut de mesures directes difficilement concevables.

β) A notre connaissance, deux pinch tubulaires simples (c'est-à-dire correspondant au schéma (7a)) ont été réalisés (60, 68) et notre machine est la seule dans laquelle on ait obtenu un chauffage et un confinement du plasma par l'effet d'inertie d'une enveloppe dense et froide (schéma 7c). Cette machine a été conçue dans l'intention d'étudier l'accélération d'une couche tubulaire à partir d'un banc de condensateurs et la possibilité de concentrer ultérieurement l'énergie cinétique de la couche dans un petit volume. La présence de la colonne centrale contenant du deutérium ré-

sulte de l'exploitation de circonstances heureuses qui se sont manifestées au cours des expériences. Pour espérer obtenir une abondante production de neutrons et pour étudier l'important problème des variations du rendement ϵ en fonction du coefficient de confinement χ (chapitre IV), il sera indispensable d'injecter séparément une colonne centrale de deutérium de densité contrôlable. Notre programme futur est orienté dans cette direction.

CONCLUSION

A) Alors qu'on assiste à une renaissance certaine de l'intérêt pour les machines pulsées produisant des plasmas très denses et très chauds (les laboratoires de Los Alamos, Novossibirsk, Moscou et Frascati ont, ou sont sur le point d'avoir, des expériences fonctionnant à un niveau d'énergie compris entre 100 et 1.000 kJ), l'absence presque totale d'études théoriques associées à une telle direction de recherche se fait particulièrement sentir. Dans la première partie de cette thèse, nous avons tenté de déterminer les conditions auxquelles devraient satisfaire ces machines pour pouvoir conduire éventuellement à des réacteurs de fusion; nous avons en particulier:

a) montré l'impossibilité pratique de réaliser des réacteurs sans confinement, en raison d'une part du niveau d'énergie trop élevé nécessaire (ce point était connu, et nous l'avons seulement précisé) et d'autre part des tensions trop importantes à mettre en jeu;

b) déterminé les critères que devraient satisfaire des réacteurs à confinement marginal, et montré la nécessité d'une étude complémentaire avant de pouvoir porter un jugement sur les perspectives offertes par ces réacteurs;

c) analysé les conditions à remplir pour amorcer une explosion thermonucléaire limitée et montré que l'interaction d'un projectile supraconducteur accéléré magnétiquement avec une cible solide de deutérium-tritium était susceptible de conduire à des résultats intéressants.

B) Dans la seconde partie de cette thèse, nous avons mis en évidence, d'une manière expérimentale, la possibilité de transférer avec un rendement acceptable (supérieur à 10%) l'énergie d'un banc de condensateurs en énergie cinétique centripète d'une couche tubulaire de plasma, puis de chauffer et de confiner par inertie une colonne centrale de plasma de deutérium située à l'intérieur de la dite couche. On a pu ainsi obtenir un plasma de deutérium d'une densité supérieure à 10^{16} cm^{-3} et d'une température de quelques Kev, et le confiner pendant 1 μsec par une couche extérieure de plasma impur, froid (20 ev) et dense ($3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Les résultats obtenus ont été jugés très encourageants, et notre laboratoire a décidé de consacrer un effort accru à l'étude des machines à confinement marginal: une expérience, plus importante (500 kJ), destinée à l'étude du transfert d'énergie de la couche tubulaire à la colonne centrale de plasma, est en préparation.

BIBLIOGRAPHIE

1. J.D.LAWSON, Proc.Phys.Soc.(London), B70,6 (1957).
2. L.A.ARTSIMOVICH, Controlled Thermonuclear Reactions, page 13,
Oliver and Boyd, London (1964).
3. G.FRANCIS et al., Proc. of the Conf. on Plasma Physics and
Controlled Nuclear Fusion Research - CN-21/30 -
Culham (1965) (à paraître).
4. J.G.LINHART, Plasma Physics, chapitre VII, North Holland
Publ. Co. (1960).
5. Proc. of the Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation by
Explosives and related experiments, Frascati
(1965) (à paraître).
6. Ch.MAISONNIER, deuxième thèse.
7. Ch.MAISONNIER et al., Nuclear Fusion, Suppl. part II, p.327
(1962).
8. T.HESSELBERG-JENSEN et al., Risö Report n°2 (4 Mai 1958).
9. M.BINEAU, "Note sur le θ -pinch creux" (1963), non publié.
10. J.G.LINHART, Industries Atomiques 9/10,69 (1962).
11. M.A.LEONTOVICH et OSOVETS, J.Nucl.En.II,4, 209 (1957).
12. J.G.LINHART, Nuclear Fusion, 1,78 (1961).
13. M.BINEAU et Ch.MAISONNIER, Proc. of the Int.Conf. on Gas
Discharges and the Electricity Supply Industry,
Leatherhead, p.517 (1962).
14. G.LEHNER, J.G.LINHART et Ch. MAISONNIER, Rapp. CNEN, RTI/FI
(64) 2 (1964).
15. J.G.LINHART, Nuovo Cimento, 17,850 (1960).
16. J.G.LINHART, J.Appl.Phys., 32,500 (1961).
17. E.G.HARRIS, Phys.Fluids 5,1057 (1962).

18. L.SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, Int.Publ.,p.76
(1962).
19. M.BINEAU et Ch.MAISONNIER, "Maximum Fusion Energy Production
from a Hollow Cylindrical Pinch" (1962), non pu-
blié.
20. M.BINEAU, Rapp.Int.L.G.I. 63/11 (1963).
21. A.FOLKIERSKI et al., Nuclear Fusion, Suppl. part II, p.627
(1962).
22. J.P.SOMON et al., Nuclear Fusion, Suppl. part II, p.717
(1962).
23. J.G.LINHART et al. Nuclear Fusion, Suppl. part II, p.733
(1962).
24. J.G.LINHART, Proc. of the Conf. on Megagauss Magnetic Field
Generation by Explosives and related Experiments,
Frascati (1965), "Plasma and Megagauss Fields"
(à paraître).
25. H.ALFVEN et al., Nuclear Fusion, Suppl. part I, p.33 (1962).
26. J.P.SOMON, Proc. of the Conf. on Megagauss Magnetic Field Gen-
eration by Explosives and related Experiments,
Frascati (1965), "Magnetic Fields obtained by
Flux Compression. Limitation due to the Dynamics
of the Cylindrical Liner" (à paraître).
27. J.P.SOMON, communication personnelle.
28. Ch.MAISONNIER, Rapp.Int.L.G.I. 64/21 (1964).
29. Ch.MAISONNIER, "Macroparticle Accelerators and Thermonuclear
Fusion", Nuovo Cimento (à paraître).
30. H.SHELTON et al., J.Appl.Physics, 31,1243 (1960).
31. J.F.FRIICHTENICHT, Rev.Sci.Instrum. 33,209 (1962).
32. J.F.VEDDER, Rev.Sci.Instrum., 34,1175 (1963).
33. A.K.MUKHAMEDZHANOV, Planet.Space Sci., 11, 1485 (1963).
34. Proc. of the Hyper Velocity Techniques Symposium, Institute

of the Aeronautical Sciences, New York (October 1960).

35. E.R.HARRISON, "Macron Accelerators" NIRL/M/60, Rutherford High Energy Lab., Chilton, Didcot, Berks, April 1964.
36. F.PREVOT et al., "Formation de Plasma à partir de Corpuscules de Matière Condensée" (1964), non publié.
37. E.I.ANDRIANKIN et al., Planet.Space Sci., 11, 1365 (1963).
38. F.WINTERBERG, Z.Naturforsch., 19a, 231 (1964).
39. Proc. of the 2nd Conference on the Exploding Wire Phenomenon, Boston (1961).
40. E.R.HARRISON, Phys.Rev.Letters, 11, 535 (1963).
41. Ch.MAISONNIER, "On the Local Heating of D.T.Ions by Charged Fusion Products" (1961) non publié.
42. J.G.LINHART, communication personnelle.
43. J.P.SOMON, "Propagation d'une Réaction de Fusion à partir d'un Point Chaud" (1961) non publié.
44. F.HERLACH et al., Rapp.Int.L.G.I. 63/23 (1963).
45. C.GOURLAN, Ch.MAISONNIER et M.SAMUELLI, rapp.Int.L.G.I. 65/30 (1965).
46. Y.B.KIM, Physics Today, p.21 (Septembre 1964).
47. B.T.MATTHIAS, Université de Californie, communication personnelle.
48. Ch.MAISONNIER et al., Proc. of the Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research - CN-21/79 - Culham (1965) (à paraître).
49. G.SCHENK et J.G.LINHART, Proc. of the Conf. on Exploding Wires - Plenum Press, p.223 (1964).
50. M.HAEGI, communication personnelle.
51. W.R.BAKER, Rev.Sci.Instrum., 30, 700 (1959).
52. Ch.MAISONNIER et M.HAEGI, J.Appl.Physics, 33, 2474 (1962).

53. M.HAEGI, Proc. VIth Internat.Conf. on Ion.Phen. in Gases, Pa
ris, p. 549 (1963).
54. Ch. MAISONNIER, "Transformation in situ of a Powder Layer
into a Plasma one" (1961), non publié.
55. H.F.IVEY, Advances in Electronics and Electron Physics, Acad.
Press, New York, 6, 137 (1954).
56. E.STUHLINGER and R.SEITZ, Advances in Space Science, Acad.
Press, New York, 2 (1960).
57. D.BOHM et al., The Characteristics of Electrical Discharges
in Magnetic Fields, Mc.Graw Hill, 5, 13 (1949).
58. E.GERJUOY et G.W.STUART, Phys. of Fluids, 3, 1008 (1960).
59. G.W.STUART et E.GERJUOY, Phys.Rev. 119, 892 (1960).
60. BAZILEVSKAYA et al., Proc. Vth Int.Conf. on Ionization Pheno-
mena in Gases, Munich, p. 2213 (1961).
61. A.C.KOLB et al., Proc. of the Conf. on Plasma Physics and
Controlled Nuclear Fusion Research - CN-21/98 -
Culham (1965) (à paraître)
62. S. GLASSTONE et R.H.LOVBERG, Controlled Thermonuclear React-
ions, Van Nostrand, p.273-277 (1960).
63. H.E.WILHEM, . . . , Proc. Vth Int. Conf. on Ionization Phenome-
na in Gases, Munich, p. 2233 (1961).
64. J.MATHER, Proc. of the Conf. on Plasma Physics and Controlled
Nuclear Fusion Research - CN-21/80 - Culham (1965)
(à paraître).
65. N.V.FILIPPOV et al., Nuclear Fusion, Suppl. part II, p. 577
(1962).
66. T.I.FILIPPOVA et N.V.FILIPPOV, traduction américaine AEC-tr-
6518.
67. N.V.FILIPPOV, Proc. of the Conf. on Plasma Physics and Con-
trolled Nuclear Fusion Research - CN-21/250 -
Culham (1965) (à paraître).

68. L.ORNSTEIN, Rijnhuizen Report 64-21, Sept. 1964.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS

RESUME	Page	1
--------	------	---

INTRODUCTION	"	3
--------------	---	---

PREMIERE PARTIE

Chapitre I : Energie critique d'un réacteur sans confinement.	"	7
---	---	---

Chapitre II : Dynamique d'un Z-pinch tubulaire.	"	13
---	---	----

Chapitre III : Caractéristiques de la source d'énergie d'un réacteur sans confinement.	"	22
--	---	----

Chapitre IV : Réacteur à confinement marginal.	"	27
--	---	----

Chapitre V : Les accélérateurs de macroparticules et leur application possible à la fusion thermonucléaire.	"	36
---	---	----

DEUXIEME PARTIE

Chapitre VI : Réalisation expérimentale d'un Z-pinch tubulaire.	"	47
---	---	----

Chapitre VII : Injection.	"	61
---------------------------	---	----

Chapitre VIII : Résultats expérimentaux.	"	74
--	---	----

Chapitre IX : Discussion des résultats.	"	88
---	---	----

CONCLUSION	"	103
------------	---	-----

BIBLIOGRAPHIE	"	105
---------------	---	-----

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"PRODUCTION DE CHAMPS MAGNETIQUES SUPERIEURS A 10^6 GAUSS"

Vu :
Les Membres du jury :

A. SARAZIN, Professeur
J. LAFOUCRIERE, "
Mme M. ERICSON, "

Vu et approuvé,
Le Doyen de la Faculté des
Sciences,

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer
Lyon, le 25 Mai 1966

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

